PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. 1. April 1913. Redaktionsschluß für No. 8 am 5. April 1913. 14. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

K. Försterling, Lichtfortpflanzung in inhomogenen Medien (Theorie der Lippmannschen Farbenphotographie). S. 265.

R. W. Wood, Über die Einschließung von Strahlung durch Totalreflexion. S. 270.

R. W. Wood, Die Trabanten der Quecksilberlinien. S. 273.

Th. Reimers, Über sekundäre Drillung bei primär gebogenen Zylindern aus kristallinischer Substanz. S. 276.

J. S. Guy, E. J. Schaeffer u. H. C. Jones, Die Änderung der Absorption des Lichtes durch Wasser infolge der Gegenwart stark hydrierter Salze, nachgewiesen mit Hilfe des Radiomikrometers. — Ein neuer Beweis für die Solvattheorie der Lösungen. S. 278.

G. Lutze, Funkentelegraphische Empfangsversuche im Freiballon. S. 288.

W. G. Cady, Über einige Erscheinungen an der Anode bei Gasentladungen. S. 296.

E. van Aubel, Über den Brechungsquotienten von Stoffen bei ihrer kritischen Temperatur. S. 302.

B. Heimann u. W. Marckwald, Über den Radiumgehalt von Pechblenden. S. 303.

H. Piwnikiewicz, Über einen einfachen Apparat zur absoluten Bestimmung der Gasreibungskoeffizienten und zur Demonstration des Maxwellschen Gesetzes. S. 305.

H. Wilsar, Zur Frage über den Dopplereffekt der Serienlinien des Sauerstoffs. (Antwort an Herrn Stark.) S. 308.

Besprechungen:

H. Lorenz, Neue Theorie und Berechnung der Kreiselräder. S. 310.

H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. S. 311.

Bureau des longitudes: Réception des signaux radiotélégraphiques transmis par la tour Eiffel. S. 311.

A. Kruckow, Die Selbstanschluß- und Wählereinrichtungen im Fernsprechbetriebe. S. 312.

Archiv für Elektrotechnik. I. 1. 2. S. 312.

Der Freiballon in Theorie und Praxis. S. 312.

Personalien. S. 312.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Lichtfortpflanzung in inhomogenen Medien. (Theorie der Lippmannschen Farbenphotographie.)

Von K. Försterling.

Die Behandlung der Fortpflanzung des Lichts in Medien mit variierender (dynamischer) Dielektrizitätskonstante ε bietet erhebliche Schwierigkeiten. Wir wollen uns in dieser Abhandlung daher auf ganz spezielle Fälle beschränken.

I. ε soll nur Funktion einer Koordinate (z) sein, die Normale der Welle soll parallel dieser Koordinate liegen, und die Welle soll rein transversal sein, ε soll für $\pm\infty$ als konstant betrachtet werden dürfen, also nur innerhalb endlicher Grenzen $z_1 < z < z_2$ variieren.

II. Ferner sollen nur solche Fälle zugelassen werden, wo die Lichtgeschwindigkeit zwar beliebig rasch sich mit z ändert, die gesamte Änderung aber nur kleine Beträge erreicht.

1. Gemäß der Annahme I gehen die allgemeinen Gleichungen für $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$:

$$\varepsilon \frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial t^2} = \triangle \mathfrak{E} + \operatorname{grad}(\mathfrak{E}, \operatorname{grad}\varepsilon),$$

$$\varepsilon \frac{\partial^2 \mathfrak{H}}{\partial t^2} = \triangle \mathfrak{H} + \varepsilon \left[\operatorname{curl}\mathfrak{H}, \operatorname{grad}\frac{1}{\varepsilon}\right]$$

über in:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial t^2} &= \triangle \mathfrak{E}, \\ \varepsilon \frac{\partial^2 \mathfrak{H}}{\partial t^2} &= \triangle \mathfrak{H} + \frac{1}{\varepsilon}\left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}, \operatorname{curl}\mathfrak{H}\right]. \end{aligned}\right\} \quad (1a)$$

Die zweite Gleichung ist ungleich komplizierter. Wir legen daher unserer Betrachtung den Vektor $\mathfrak{E}$ zugrunde.

In Betracht kommen nur zeitlich periodische Vorgänge. Wir setzen daher:

$$\mathfrak{E} = A e^{i\nu(t-\omega_-(z))} + B e^{i\nu(t+\omega_+(z))} = \mathfrak{E}_- + \mathfrak{E}_+,$$

worin $\zeta_\pm = \frac{\partial \omega_\pm}{\partial z}$ der Gleichung

$$\varepsilon(z) = \zeta_\pm^2 \pm i/\nu \frac{\partial \zeta_\pm}{\partial z} \quad (1b)$$

zu genügen hat.

Als Grenzbedingung wollen wir annehmen, daß für $z > z_2$, wo $\varepsilon(z)$ den konstanten Wert ε_3 haben mag, die Lichtbewegung die Form hat

$$\mathfrak{E}_3 = D e^{i\nu(t-n_3 z)}, \qquad n_3 = \sqrt{\varepsilon_3}.$$

Die Konstanten A und B in dem allgemeinen Integral sind demgemäß zu bestimmen, daß $\mathfrak{E}$ für alle Werte $z > z_2$ in $\mathfrak{E}_3$ übergeht. Es muß also nicht nur

$$\mathfrak{E}_3 = \mathfrak{E}_- + \mathfrak{E}_+$$

sein, sondern auch

$$\frac{\partial^{(n)}\mathfrak{E}_3}{\partial z^n} = \frac{\partial^{(n)}\mathfrak{E}_-}{\partial z^n} + \frac{\partial^{(n)}\mathfrak{E}_+}{\partial z^n}.$$

Wir bestimmen zunächst A und B so, daß:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_3 &= \mathfrak{E}_- + \mathfrak{E}_+, \\ \frac{\partial \mathfrak{E}_3}{\partial z} &= \frac{\partial \mathfrak{E}_-}{\partial z} + \frac{\partial \mathfrak{E}_+}{\partial z}, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

oder

$$n_3 \mathfrak{E}_3 = \zeta_- \mathfrak{E}_- - \zeta_+ \mathfrak{E}_+$$

für irgendein $z > z_2$, z. B. für $z = z_0'$ (in dem $\zeta_+ = \zeta_1'$ bzw. ζ_2', $\mathfrak{E}_- = \mathfrak{E}_-'$, $\mathfrak{E}_+ = \mathfrak{E}_+'$, $\mathfrak{E}_3 = \mathfrak{E}_3'$ werden mag). Dann ist nach (1a)

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial z^2} = \varepsilon_3 \mathfrak{E}.$$

Und die Bedingung $\frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 \mathfrak{E}_3}{\partial z^2}$ wird, da $n_3^2 = \varepsilon_3$:

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_3.$$

Entsprechend führen alle höheren Differentialquotienten auf die Gleichungen (2) zurück, die wir für $z = z_0'$ erfüllen durch:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_3' &= \frac{\zeta_1' + \zeta_2'}{n_3 + \zeta_2'} \mathfrak{E}_-' = \mathfrak{d}' \mathfrak{E}_-', \\ \mathfrak{E}_+' &= \frac{\zeta_1' - \zeta_2'}{n_3 + \zeta_2'} \mathfrak{E}_-' = \mathfrak{r}' \mathfrak{E}_-', \end{aligned}\right| \quad (3)$$

worin $\mathfrak{d}'$ und $\mathfrak{r}'$ Abkürzungen sind.

Hiermit ist die Lichtbewegung für den ganzen Raum bestimmt. Um zu den beobachtbaren Erscheinungen zu gelangen, haben wir unsere Lösung im ersten Medium $z < z_1$, wo $\varepsilon(z)$ den konstanten Wert ε_1 haben mag, auf eine solche Form zu bringen, die sich als „einfallende" und „reflektierte" Welle deuten läßt. Setzen wir

$$\mathfrak{E}_1 = E e^{i\nu(t - n_1 z)} + R e^{i\nu(t + n_1 z)} = \mathfrak{E}_e + \mathfrak{E}_r,$$

wobei $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$, und bestimmen E und R so, daß für irgendeinen Punkt z_0 in diesem Medium (für den $\zeta_- = \zeta_1$, $\zeta_+ = \zeta_2$, $\mathfrak{E}_- = \mathfrak{E}_-^0$, $\mathfrak{E}_+ = \mathfrak{E}_+^0$, $\mathfrak{E}_1 = \mathfrak{E}_1^0 +$ sein mag) gilt:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_1^0 &= \mathfrak{E}_e^0 + \mathfrak{E}_r^0 = \mathfrak{E}_-^0 + \mathfrak{E}_+^0, \\ \frac{i}{\nu}\left(\frac{\partial \mathfrak{E}_1}{\partial z}\right)_{z=z_0} &= n_1(\mathfrak{E}_e^0 - \mathfrak{E}_r^0) = \\ \frac{i}{\nu}\left(\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial z}\right)_{z=z_0} &= \mathfrak{E}_-^0 \zeta_1 - \mathfrak{E}_+^0 \zeta_2, \end{aligned}\right| \quad (4)$$

so ist analog unseren früheren Auseinandersetzungen

$$\frac{\partial^{(n)} \mathfrak{E}_1}{\partial z^n} = \frac{\partial^{(n)} \mathfrak{E}}{\partial z^n}$$

für alle n erfüllt. Die Lösung $\mathfrak{E}$ geht also in $\mathfrak{E}_1$ über für alle $z < z_1$. Um die Gleichungen (4) aufzulösen, ist z. B. $\mathfrak{E}_+^0$ durch $\mathfrak{E}_-^0$ auszudrücken, indem man zunächst $\mathfrak{E}_+^0$ durch $\mathfrak{E}_+'$, und dann vermittels (3) $\mathfrak{E}_+'$ durch $\mathfrak{E}_-'$ ausdrückt. Offenbar ist, da $\omega(z) = \int \zeta(z)\, dz$:

$$\mathfrak{E}_+^0 = \mathfrak{E}_+' e^{+i\nu \int_{z_0}^{z_0'} \zeta_+(z)\, dz},$$

$$\mathfrak{E}_-^0 = \mathfrak{E}_-' e^{-i\nu \int_{z_0}^{z_0'} \zeta_-(z)\, dz}.$$

Die willkürliche Phasenkonstante kann wegbleiben, da wir mit komplexen Amplituden rechnen. Setzt man

$$e^{i\nu \int_{z_0}^{z_0'} (\zeta_-(z) + \zeta_+(z))\, dz} = \mathfrak{e},$$

so ist:

$$\mathfrak{E}_+^0 = \mathfrak{E}_-^0 \mathfrak{e}\mathfrak{r}',$$

so daß (4) übergeht in:

$$[1 + \mathfrak{r}'\mathfrak{e}]\mathfrak{E}_-^0 = \mathfrak{E}_e^0 + \mathfrak{E}_r^0,$$
$$[\zeta_1 - \zeta_2 \mathfrak{r}'\mathfrak{e}]\mathfrak{E}_-^0 = n_1(\mathfrak{E}_e^0 + \mathfrak{E}_r^0).$$

Setzt man noch:

$$\left[\frac{n_1 - \zeta_1}{n_1 + \zeta_1}\right]_{z=z_0} = \mathfrak{r}, \qquad \left[\frac{n_1 - \zeta_2}{n_1 + \zeta_2'}\right]_{z=z_0} = \mathfrak{r}'',$$

so wird:

$$\mathfrak{E}_r^0 = \frac{\mathfrak{r} - \mathfrak{r}\mathfrak{e}}{1 - \mathfrak{r}'\mathfrak{r}''\mathfrak{e}} \mathfrak{E}_e^0. \quad (5)$$

Beachtet man, daß

$$\mathfrak{E}_-^0 = \mathfrak{E}_-' e^{i\nu \int_{z_0}^{z_0} \zeta_-(z)\, dz},$$

so wird bei Einführung der Abkürzungen:

$$\left[\frac{2n_1}{\zeta_1 + n_1}\right]_{z=z_0} = \mathfrak{d}, \quad e^{i\nu \int_{z_0}^{z_0} \zeta_1(z)\, dz} = \mathfrak{e}',$$

$$\mathfrak{E}_3' = \frac{\mathfrak{d}\mathfrak{d}'\mathfrak{e}'}{1 - \mathfrak{r}'\mathfrak{r}''\mathfrak{e}} \mathfrak{E}_e^0. \quad (6)$$

2. Wir wollen sogleich eine Anwendung unserer Betrachtungen auf den Fall machen, daß z_1 sehr nahe mit z_2 zusammenfällt, so daß im Grenzfall $\varepsilon(z)$ in $z_1 = z_2$ von n_1^2 auf n_3^2 springt. Aus der Gleichung für ζ:

$$\varepsilon(z) = \zeta_+^2 + i/\nu \frac{\partial \zeta_+}{\partial z}$$

läßt sich ersehen, daß, wenn das Anwachsen von $\varepsilon(z)$ zwischen z_1 und z_2 immer jäher und jäher wird, doch $\partial\zeta/\partial z$ endlich und damit ζ stetig bleibt, da $\varepsilon(z)$ endlich ist. Eine Ausnahme könnte nur stattfinden, wenn zugleich ζ und $\frac{\partial \zeta}{\partial z}$ unendlich werden. Wie man aber durch Substitution von $1/\zeta = \xi$ sieht, würde in der Nähe eines solchen Punktes ζ überhaupt unabhängig von dem Verhalten von $\varepsilon(z)$.

Ein Springen von $\varepsilon(z)$ verursacht also keine Unstetigkeit von $\zeta(z)$ und $\omega(z)$ an der betreffenden Stelle (wohl aber von $\partial\zeta/\partial z$).

Lassen wir also z_1 und z_2 sehr nahe aneinanderrücken und z_0 und z_0' sehr nahe an z_1 bzw. z_2 heranrücken, so wird:

$$\mathfrak{e} = \mathfrak{e}' = 1, \quad \zeta_1 = \zeta_1', \quad \zeta_2 = \zeta_2'.$$

Durch Einsetzen dieser Beziehungen gehen die Gleichungen (5) und (6) in die bekannten Fresnelschen Formeln:

$$\mathfrak{E}_r = \frac{n_3 - n_1}{n_3 + n_1} \mathfrak{E}_e, \quad \mathfrak{E}_3 = \frac{2n_1}{n_3 + n_1} \mathfrak{E}_e \quad (7)$$

über. Die Formeln (5), (6) enthalten die Modifikationen, welche durch das Vorhandensein einer endlichen Übergangsschicht die Reflexionsgesetze erleiden.

3. Unsere Entwicklungen in § 1 nehmen an,

daß das Integral von (1) für den ganzen Raum gefunden ist, nachdem $\varepsilon(z)$ durch einen analytischen Ausdruck im ganzen Raum gegeben ist. Ein analytischer Ausdruck, der außerhalb zweier endlicher Grenzen überall konstante Werte annimmt und nur innerhalb dieses Gebiets variiert, ist aber stets sehr kompliziert. In Wirklichkeit wird man es vorziehen, Lösungen für die drei Intervalle

$$-\infty < z < z_1, \quad z_1 < z < z_2, \quad z_2 < z < +\infty$$

einzeln aufzustellen, und diese Ausdrücke in z_1 und z_2 mittels der Grenzbedingungen der Maxwellschen Theorie, daß nämlich $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ oder $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial z}$ hier stetig sind, zu verknüpfen. Unsere Betrachtungen in § 1 kommen nun offenbar darauf hinaus, daß in z_0 und z_0' $\mathfrak{E}$ und $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial z}$ stetig sind. Lassen wir also z_0 und z_0' in z_1 bzw. z_2 fallen, so braucht unser allgemeines Integral $\mathfrak{E}$ gar nicht im ganzen Raume der Gleichung (1a) zu genügen, sondern nur innerhalb $z_1 z_2$, und dabei ist es gleichgültig, ob $\varepsilon(z)$ in z_1 oder z_2 stetig ist oder nicht.

Haben wir also ein Integral $\mathfrak{E}$, das die Differentialgleichung für $z_1 < z < z_2$ befriedigt, gefunden, so ist $\mathfrak{E}_r$ und $\mathfrak{E}_3$ durch die Gleichungen (5) und (6) gegeben, wenn $z_0 = z_1$ und $z_0' = z_2$ ist.

4. Um unsere Betrachtungen auf Beobachtungen anwenden zu können, wird es sich darum handeln, die Gleichung (1b) wirklich zu integrieren. Dies ist im allgemeinen unmöglich; wir werden daher es nur in Annäherung ausführen und nehmen deshalb die Annahme II zu Hilfe. Wir setzen:

$$\zeta = n_2 + \psi(z) \tag{8}$$

und nehmen an, daß Glieder von der Ordnung $\psi^2(z)$ die Beobachtung nicht mehr erheblich beeinflussen, so daß sie fortbleiben können. Entsprechend schreiben wir:

$$\varepsilon(z) = n_2^2 + \frac{i}{\nu}\varphi(z). \tag{9}$$

Da $2\nu n_2 = 4\pi/\lambda$ ist, wenn λ in Annäherung die Wellenlänge im zweiten Medium bedeutet, so gilt für $\psi(z)$:

$$\varphi(z) = -i\frac{4\pi}{\lambda}\psi(z) + \frac{\partial \psi(z)}{\partial z}. \tag{10}$$

Verlangen wir, daß $\psi(z)$ konstant wird für $\varphi(z) = \text{const}$, so ist die willkürliche Integrationskonstante Null zu setzen und wir haben

$$\psi(z) + = \mp e^{+i4\pi z/\lambda} \int \varphi(z) e^{\mp i4\pi z/\lambda} dz. \tag{11}$$

Führen wir jetzt die entsprechende Annäherung in (5) und (6) ein, indem wir setzen:

$$\zeta_1 = n_2 + \psi_1, \quad \zeta_2 = n_2 + \psi_2, \quad n_1 = n_2 + \mu_1,$$
$$\zeta_1' = n_2 + \psi_1', \quad \zeta_2 = n_2 + \psi_2', \quad n_3 = n_2 + \mu_3$$

(ψ_1, ψ_2, ψ_1', ψ_2' sind die Werte von $\psi_{\mp}(z)$ in z_1 und z_2), so ist zunächst:

$$\mathfrak{r} = -\frac{\psi_1 - \mu_1}{2n_1}, \qquad \mathfrak{r}' = \frac{\psi_1' - \mu_3}{2n_1},$$
$$\mathfrak{d} = 1 - \frac{\psi_1}{2n_1}, \qquad \mathfrak{d}' = 1 - \frac{\psi_1' - \mu_1}{2n_1}.$$

Da nun der absolute Betrag $|\mathfrak{e}| \leq 1$ ist, so darf der Nenner von (5) und (6) mit 1 vertauscht werden, und es wird schließlich:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_r^0 &= -\frac{1}{2n_2}[\psi_1 - \mu_1 + (\psi_1' - \mu_3)\mathfrak{e}]\mathfrak{E}_\varepsilon^0, \\ \mathfrak{E}_3' &= \left[1 - \frac{1}{2n_2}(\psi_1 - \psi_1' - \mu_3)\right]\mathfrak{e}'\mathfrak{E}_\varepsilon^0. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Für $\omega(z)$ findet man:

$$\left.\begin{aligned} \omega_{\mp}(z) = f(n_1 + \psi_{\mp}(z))\,dz = n_1 z \mp \\ \mp f\varphi(z)\,dz \mp \cdot i\frac{4\pi}{\lambda}\psi(z). \end{aligned}\right\} \tag{12a}$$

5. Wir wollen jetzt unsere Betrachtungen auf die Erscheinungen der Lippmannschen Farbenphotographie anzuwenden versuchen. Hierbei wird bekanntlich die lichtempfindliche Platte von der Glasseite her belichtet, während sich an der Schichtseite ein Quecksilberspiegel befindet, der das einfallende Licht in sich zurückreflektiert. Die hierbei entstehenden stehenden Wellen erzeugen in der lichtempfindlichen Schicht periodische Schwärzungen. Die nächstliegende Annahme ist, daß die an jeder Stelle abgelagerte Silbermenge proportional der dort herrschenden elektrischen Energie ist, und daß die Änderung der Dielektrizitätskonstante — diese Änderung kann komplex sein — proportional eben dieser Silbermenge ist. Wir gelangen somit zu dem Ansatz:

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon(z) &= n_2^2 + 2\Delta\sin^2\frac{2\pi z}{\lambda} = \\ &= n_2^2 + \Delta - \Delta\cos\frac{4\pi z}{\lambda}, \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

also

$$\varphi(z) = -i\nu\Delta\left(1 - \cos\frac{4\pi z}{\lambda}\right).$$

Daß solche periodische Änderungen wirklich vorhanden sind, ist bekanntlich durch direkte mikroskopische Beobachtung zuerst von Neuhauß[1]) und dann von H. Lehmann[2]) gezeigt worden. Diese mikrophotographischen Aufnahmen lassen die Änderung der Schwärzung sehr jäh erscheinen, so daß dem Auge fast kein Übergang, sondern ein Sprung von dem Wellen-

1) R. Neuhauß, Die Farbenphotographie nach Lippmanns Verfahren. Halle 1898.

2) H. Lehmann, Beiträge zur Theorie und Praxis der Farbenphotographie. Freiburg i. B. 1906. Wegen Literaturangaben über ältere Theorien und Versuche sei auf dieses Buch verwiesen.

knoten zu den Wellenbäuchen erscheint. Indessen zeigen photographische Aufnahmen z. B. von Interferenzfiguren[1]), bei denen durch Ausmessen mit dem Hartmannschen Photometer zweifellos das Kosinusgesetz bewiesen war, durchaus bei okularer Betrachtung das gleiche Verhalten, so daß die Lehmannschen Photographien sehr wohl mit dem Ansatz (12) in Einklang sind.

Unserer Annahme II gemäß ist 2Δ eine kleine Größe. Das dürfte in Wirklichkeit auch erfüllt sein, wenn man eine gute Farbenwiedergabe erhält. Wäre nämlich Δ groß, so würde Licht von derselben Frequenz ν eine ganz andere Wellenlänge in der nicht entwickelten, wie später in der entwickelten Schicht besitzen. Es wäre also gar nicht einzusehen, da die Periodizität der Schicht der Wellenlänge des belichtenden Lichts entspricht, wie beim Betrachten die Frequenz der bei der Exposition wirksamen Farbe vor anderen bevorzugt sein sollte. Dagegen kann $\Delta = \Delta' - i\Delta''$ sehr wohl komplex sein.

Innerhalb eines solchen Mediums gilt, da in Annäherung $\nu = \frac{2\pi}{n_2\lambda}$ ist:

$$\left.\begin{aligned}\psi(z) &= \pm i\nu\Delta e^{+i\frac{4\pi z}{\lambda}}\int\left(1-\cos\frac{4\pi z}{\lambda_0}\right)e^{+\frac{4\pi z}{\lambda}}\,dz\\ &= -i\Delta/2n_2\left[i+\frac{1}{2\lambda}\left\{\cos\frac{4\pi z}{\lambda}+i\sin\frac{4\pi z}{\lambda}\right\}\left\{\frac{\sin 4\pi(1/\lambda_0+1/\lambda)z}{1/\lambda_0+1/\lambda}+\frac{\sin 4\pi(1/\lambda_0-1/\lambda)z}{1/\lambda_0-1/\lambda}\right.\right.\\ &\quad\left.\left.+i\left(\frac{\cos 4\pi(1/\lambda_0+1/\lambda)z}{1/\lambda_0+1/\lambda}-\frac{\cos 4\pi(1/\lambda_0-1/\lambda)z}{1/\lambda_0-1/\lambda}\right)\right\}\right].\end{aligned}\right\}\quad(14)$$

Diese Schicht mit periodisch wechselnden $\varepsilon(z)$ mag von z_1 bis z_2 sich erstrecken. In diesen Punkten sind die Grenzbedingungen zu erfüllen. Um ψ_1 und ψ_1' zu bilden, muß man in (14) den entsprechenden Wert von z/λ einsetzen. Wie man sieht, werden dann die Resultate im allgemeinen recht kompliziert. Wir wollen annehmen, daß die Schicht eine ganze Anzahl von Lamellen enthält und daß in z_1 und z_2 $\varepsilon(z) = n_2^2$ wird, so daß

$$z_1 = 0, \quad z_2 = \frac{m}{2}\lambda_0$$

ist. Nach Versuchen von O. Wiener[2]) ist diese Annahme nicht exakt erfüllt, da bei der Reflexion an der Grenze Gelatine—Quecksilber die Phasendifferenz der reflektierten gegen die einfallende Welle nur für Rot $^1/_2\,\lambda$, für eine mittlere Wellenlänge ca. $0{,}45\,\lambda$ ist. Indessen für qualitative Betrachtungen mag unsere Annahme gelten, zumal man $\varepsilon(z)$ in $z = z_2$ bisher nicht kennt. Ferner kann der Brechungsindex des Glases gleich dem der Gelatine gesetzt werden ($\mu_3 = 0$). Es ist dann offenbar:

$$\psi_1 = \psi_1' = +\frac{\Delta}{2n_2}\left\{1+\frac{1}{\frac{\lambda\lambda_0}{1/\lambda_0^2-1/\lambda^2}}\right\}$$

und nach (13)

$$\mathfrak{C} = e^{-2\pi i[1+\Delta]m\lambda/\lambda_0}.$$

So gilt für die Amplitude der reflektierten Welle in z_1:

$$\mathfrak{E}_r^0 = \left[-\frac{\Delta}{4n_2^2}\left(1+\frac{1}{\frac{\lambda\lambda_0}{1/\lambda_0^2-1/\lambda^2}}\right)(e^{-2\pi i(1+\Delta)m\lambda_0/\lambda}+1)+\frac{\mu_1}{2n_2}\right]\mathfrak{E}_e^0. \quad (15)$$

Das Glied $\frac{\mu_1}{2n_2}$ stellt die Wirkung der an der Gelatineschicht gegen Luft reflektierten Welle dar. Auf diesen störenden Einfluß hat zuerst O. Wiener in der zitierten Arbeit aufmerksam gemacht und ihn durch Eintauchen der ganzen Platte in Benzol beseitigt, da dann $\mu_1 = 0$ wird. Setzen wir zunächst diesen Fall voraus. Dann ist:

$$\mathfrak{E}_r^0 = -\frac{\Delta}{4n_2^2}\left(1+\frac{1}{\frac{\lambda\lambda_0}{1/\lambda_0^2-1/\lambda^2}}\right)(e^{-2\pi i(1+\Delta)m\lambda_0/\lambda}+1)\,\mathfrak{E}_e^0 = -\frac{\Delta}{4n_2^2}PQ\cdot\mathfrak{E}_e^0, \quad (16)$$

wo P und Q Abkürzungen für den ersten und zweiten Faktor sind.

Für $\lambda = \lambda_0$ wird $P = \infty$. Hier versagt offenbar unsere Annäherung, welche sich nur auf kleine beschränkt. Wir dürfen aber jedenfalls schließen, daß P für $\lambda = \lambda_0$ einen besonders großen Wert annimmt, dessen Größe wir allerdings nicht angeben können. Wir wissen auch nicht, ob er von m abhängt oder nicht.

Ist $m\Delta'$ klein, d. h. ist entweder die Zahl der Lamellen gering oder Δ reell — letzteres ist bekanntlich von Lippmann durch Belichtung einer Chromgelatineschicht realisiert —, so daß $e^{-2\pi\Delta''\lambda_0/\lambda}$ mit 1 vertauscht werden darf, so kann Q zu Null werden. Dies tritt offenbar ein für:

1) Vgl. z. B. Brotherus, diese Zeitschr. **12**, 193, 1911.
2) O. Wiener, Wied. Ann. **69**, 518, 1899.

$$2(1+\Delta)m\lambda_0 = \frac{2h-1}{2}\lambda, \quad h = 1\ 2\ 3\cdots$$

Betrachtet man eine solche mit einer homogenen Farbe hergestellte Platte mit einem Spektroskop im weißen Licht, so wird das Spektrum des reflektierten Lichts von schwarzen Interferenzstreifen durchzogen sein. Gelegentlich kann vielleicht ein Minimum von Q mit einem Maximum von P zusammenfallen; ob $\mathfrak{E}_r$ dann auch für $\lambda = \lambda_0$ ein Maximum besitzt, vermögen wir infolge unserer Annäherung nicht zu entscheiden. Sehen wir von diesem letzteren Falle ab, so wird auch eine sehr dünne Platte bei $\lambda = \lambda_0$ ein scharfes Maximum und damit eine gute Farbenwiedergabe zeigen, wie es der Beobachtung entspricht.

Platten mit sehr dünnen Schichten hat A. Schütt[1]) untersucht, allerdings nur in Luft, wo $\mu_1 \neq 0$; denn die Anordnung von O. Wiener war damals noch nicht bekannt. Daher erscheinen die Maxima bei $\lambda = \lambda_0$ verwaschen.

Schütt beobachtete im reflektierten Licht ein System von Interferenzstreifen. Möglicherweise sind sie mit dem oben von der Theorie bei $\mu_1 = 0$ geforderten System identisch. Ist diese Annahme richtig, so müßten sie (bis auf geringe Verschiebungen) erhalten bleiben, wenn man die Platte in Benzol taucht. Da solche Beobachtungen, soweit mir bekannt ist, fehlen, wollen wir diesen Spezialfall auch nicht weiter untersuchen.

Wir wollen nun den entgegengesetzten Fall ins Auge fassen, daß nämlich m so groß ist, daß auch schon bei relativ kleinem Δ'' der Wert $e^{-2\pi\Delta' m\lambda_0/\lambda}$ neben 1 keine Rolle mehr spielt. Solche Platten hat, wie es scheint, O. Wiener[2]) untersucht. Für sie gilt bei Beobachtung in Benzol:

$$\mathfrak{E}_r^0 = -\frac{\Delta}{4n_2^2}\left(1 + \frac{1}{\frac{\lambda\lambda_0}{1/\lambda_0^2 - 1/\lambda^2}}\right)\mathfrak{E}_e^0. \quad (17)$$

Hier können offenbar keine Minima von $\mathfrak{E}_r^0$ auftreten. Die reflektierte Intensität hat für $\lambda = \lambda_0$ ein scharfes Maximum. Dies entspricht durchaus den Beobachtungen von Neuhauß, O. Wiener sowie von H. Lehmann und H. Starke (an Photographien von Ussagin). Es ist von einigen dieser Autoren untersucht worden, ob etwa für $\lambda = \frac{1}{k}\lambda_0$ $(k = 2 \cdot 3 \cdot)$ Maxima beobachtbar seien, aber mit negativem Erfolg, in Übereinstimmung mit (17).

Es ist häufig der Versuch beschrieben worden, durch Aufquellen der Plattenschicht λ_0 zu vergrößern, so daß die reflektierte Farbe mit stärkerem Aufquellen nach Rot zu wandert. H. Lehmann beobachtete dann, daß unter solchen Umständen bei $\lambda_0/2$ und bei noch größerer Aufquellung bei $\lambda_0/3$ Maxima der reflektierten Intensität erschienen.

Dieses Verhalten wäre durch die hier entwickelte Theorie nicht zu erklären, wenn die Quellung der Gelatine unabhängig von dem in ihr befindlichen Silberniederschlag wäre, also homogen stattfände. Das ist nun aber nicht der Fall[1]). Eine einzelne Lamelle erfährt keine gleichmäßige Dilatation, sondern eine periodisch von Ort zu Ort variierende. Wir müssen also zu unserem Ansatz (13) noch Zusatzglieder hinzufügen, welche offenbar ebenfalls mit $1/\lambda_0$ periodisch sind. Wir erhalten also:

$$\varepsilon(z) = n_1^2 + \Delta + \sum_1^\infty h\, \Delta_h \cos\frac{4\pi z}{\lambda_0}h.$$

Führt man diesen Ansatz in (14) ein, so erhält ψ und damit $\mathfrak{E}_r^0$ weitere Maxima bei $\lambda_0/2$, $\lambda_0/3\cdots$, wie es H. Lehmann beobachtet hat.

Wir wollen jetzt den Fall diskutieren, daß die monochromatisch belichtete Platte in Luft $(\mu_1 \neq 0)$ betrachtet wird, und die Wirkung, die die Oberflächenreflexion hervorbringt, ableiten. In dieser Richtung liegt ein interessanter Versuch O. Wieners vor. Er betrachtete eine solche Platte mit einem Spektroskop und fand einen dunklen Interferenzstreifen für $\lambda < \lambda_0$.

Hier muß also der Faktor

$$\mu = \frac{\Delta}{4n_2}\left(1 + \frac{1}{\frac{\lambda\lambda_0}{1/\lambda_0^2 - 1/\lambda^2}}\right), \quad \mu < 0.$$

einen möglichst kleinen Wert annehmen. Dies ist nur möglich, wenn Δ'^2 relativ klein neben Δ'^2 ist. Die Lage des Minimums $\lambda < \lambda_0$ verlangt ferner $\Delta' > 0$. Diese Aussagen über Δ' und Δ'' kann man durch anderweitige Beobachtungen stützen, wenn man annimmt, daß die Silberablagerungen in der Gelatine eine ähnliche Konstitution haben, wie sehr dünne Silberschichten, welche auf chemischem Wege oder durch Zerstäuben auf Glas niedergeschlagen sind. In der Tat legt auch O. Wiener seinen Betrachtungen diese Annahme zugrunde. Auf Grund seiner Beobachtungen an sehr dünnen Schichten schätzt Wernicke[2]) die Konstanten von solchem Silber auf ca. $n = 4$, $\varkappa = 0{,}7$ ($n = 0{,}18$, $\varkappa = 20$ bei massivem Silber); ebenfalls fand Frau N. Galli aus Polarisationsbeobachtungen, die im Göttinger physikalischen In-

1) A. Schütt, Wied. Ann. **55**, 533, 1896.
2) l. c.

1) H. Lehmann, l. c., S. 64.
2) Wernicke, Wied. Ann. **52**, 525, 1894.

stitut angestellt wurden, daß $\varkappa$ bei sehr dünnen Schichten rasch mit abnehmender Dicke sinkt, während n nahezu 2,5 wird. Da m ziemlich groß war, kann trotzdem $e^{-2\pi\Delta' m\lambda_0/\lambda}$ klein neben 1 sein.

Da sich nun bei diesen Annahmen über A' und A'' die Amplituden der an der Oberfläche der Gelatine reflektierten Welle und der an den Lamellen reflektierten sich für alle $\lambda < \lambda_0$ gegenseitig schwächen, für alle $\lambda > \lambda_0$ sich verstärken, so erklärt sich auf diese Weise die Tatsache, daß die mit einer mittleren Farbe hergestellten Platten beim Betrachten mit weißem Licht außerhalb der Benzolküvette einen rötlichen Ton zeigen.

Wir haben bisher die periodische Schicht nur durch eine einzige Wellenlänge hervorgebracht angenommen. Fallen bei der Belichtung mehrere Farben zugleich auf die Platte, so führt unsere Annahme, da die Strahlen verschiedener Farben nicht kohärent sind, zu dem Ansatz:

$$\varepsilon(z) = n_2^2 + 2\Sigma A_h \sin^2\left(\frac{2\pi z}{\lambda_h} + \delta_h\right) =$$

$$= n_2^2 + \Sigma A_h\left(1 - \cos\left(\frac{4\pi z}{\lambda_h} + 2\delta_h\right)\right).$$

Demgemäß tritt dieselbe Summe auch in (14) auf. Bei der Reflexion am Quecksilberspiegel erleiden die einzelnen Farben verschiedene Phasenänderung. Daher werden ψ_1 und ψ_1' sehr komplizierte Ausdrücke. Wir dürfen allgemein nun schließen, daß wegen des Faktors $\frac{1}{1/\lambda_0 - 1/\lambda}$ die Intensität $|\mathfrak{E}_r|^2$ bei $\lambda = \lambda_0$ besonders groß wird, bis auf Spezialfälle, wo ψ_1 und $\psi_1'e$ sich nahezu aufheben, wie wir es schon auf S. 269 als denkbar bemerkten.

Lassen wir den allgemeinen Fall beiseite, und beschränken uns wieder auf dicke Platten, wo $e = 0$ (so daß also ψ' in den Formeln gar nicht auftritt) gesetzt werden darf, und nehmen die δ_h für alle Farben als Null an, so erhalten wir statt (17):

$$\mathfrak{E}_r^0 = -\frac{1}{4n_2}\left(\Sigma A_h + \sum \frac{A_h\, 1/\lambda\lambda_0}{1/\lambda_0^2 - 1/\lambda^2}\right)\mathfrak{E}_e^0.$$

Wie man sieht, erhält man eine direkte Superposition der einzelnen periodischen Glieder.

Freilich hängt jetzt das Auftreten eines merklichen Maximums bei $\lambda = \lambda_x$ von dem Verhältnis von A_x zu der Summe der der übrigen A_h ab. Liegen die zur Belichtung verwandten Farben hinreichend weit auseinander und sind die A_h alle von derselben Größenordnung, so wird allerdings bei $\lambda = \lambda_h$ stets ein Maximum von $|\mathfrak{E}_r|^2$ liegen.

So fand in der Tat H. Lehmann, daß sich bei der Belichtung mit zwei Farben noch vollkommen getrennte scharfe Maxima ergeben; bei drei Farben waren die Maxima schon verwaschen. Ob dies allerdings allein auf die eben besprochene Art zu erklären ist oder ob noch andere Wirkungen mitspielen, mag dahingestellt bleiben.

Ebenfalls wollen wir auf die Beobachtungen, welche sich auf die verschieden gute Wiedergabe der Farben beim Betrachten der Platte in Benzol von der Schichtseite und der Glasseite aus beziehen, nicht eingehen; eine teilweise Erklärung finden sie darin, daß bei z_1 und z_2 im allgemeinen $\varepsilon(z)$ und somit ψ_1 und ψ_2 verschiedene Werte haben. Wie man aus den Mikrophotographien ersehen kann, nimmt aber auch die Intensität der periodischen Schwärzungen mit dem Abstande vom Spiegel ab. Diese Tatsache ist in unserer Grundannahme nicht enthalten.

Berechnet man die Intensität der durchgegangenen Welle aus (15) unter den Annahmen von S. 267, so findet man sie zu $|e'\mathfrak{E}|^2$; in unserer Annäherung macht sich also die Reflexion an den Lamellen nicht bemerkbar. Diese ist ja in der Tat von der Ordnung ψ^2, was wir vernachlässigt haben. Wir dürfen also sagen, daß nur dort, wo unsere Annäherung versagt, die durchgegangene Welle eine merkliche Schwächung durch die Reflexion erlitten hat, also für $\lambda = \lambda_0$. In der Tat ergab die spektroskopische Beobachtung einen dunklen Streifen im Spektrum an dieser Stelle.

Es scheint also, daß die hier entwickelte Theorie sich im wesentlichen mit den beobachteten Erscheinungen im Einklang befindet.

Göttingen, Physikal. Institut, Math. Abt., Februar 1913.

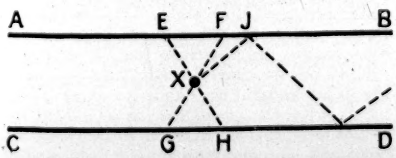
(Eingegangen 24. Februar 1913.)

Über die Einschließung von Strahlung durch Totalreflexion.
(On the imprisonment of radiation by total reflection.)

Von R. W. Wood.

Herr Dr. Cooper Hewitt hat kürzlich meine Aufmerksamkeit auf einen einigermaßen überraschenden Umstand gelenkt, der mit der Fluoreszenz zusammenhängt. Herr Cooper Hewitt hat bekanntlich seine Rhodamin-Fluoreszenz-Reflektoren für den Quecksilberlichtbogen jetzt so weit vervollkommnet, daß die rote Fluoreszenzstrahlung mit dem direkten Licht des Bogens zusammen das Tageslicht ziemlich gut nachahmt. Er fand nun, daß die Fluo-

reszenz um viele Male heller war, wenn der mit Rhodamin gefärbte Zelluloidfilm auf der Rückseite mit weißem Papier belegt war, als wenn er eine Belegung von Silberpapier benutzte. Ich bestätigte dies in der Weise, daß ich Silber auf chemischem Wege auf einer kleinen kreisförmigen Fläche in der Mitte einer weißen Porzellanplatte abschied und die ganze Platte mit der Rhodaminlösung oder mit Wasser übergoß, das etwas Fluoreszein enthielt. Trotz des sehr hohen Reflexionsvermögens der polierten Silberschicht war die Intensität der Fluoreszenz über der Kreisfläche so schwach, daß diese im Gegensatz zu der glänzenden Fluoreszenz, die sich über der Porzellanfläche entfaltet, fast schwarz erschien. Die Platte wurde bei Verwendung von Rhodamin mit dem Quecksilberlichtbogen belichtet, oder bei Verwendung von Fluoreszein mit dem Lichte des Kohlebogens, das durch dichtes Kobaltglas hindurchgegangen war. Der Versuch eignet sich gut für Vorlesungszwecke. Wenn wir die gefärbte Zelluloidschicht von der Porzellanplatte abziehen, so finden wir, daß ihre Fluoreszenz noch weniger glänzend wird als die des mit Silber hinterlegten Teiles. Die Wirkung der weißen Porzellanplatte, die Intensität der Fluoreszenz der Schicht zu erhöhen, erschien anfänglich etwas rätselhaft. Ich bemerkte indessen, daß die Schichten, die von der Fläche abgezogen worden waren, längs der Kanten hell leuchteten, und dieser Umstand gab mir den Schlüssel zu der Wirksamkeit der matten reflektierenden Fläche. Die größere Helligkeit der Ränder beruhte offenbar darauf, daß hier mehr Strahlung entweichen konnte als durch einen gleich großen Querschnitt der Oberfläche der Schicht. Die Wirkung der matten Fläche wird aus der Betrachtung der Figur erhellen. In dieser stellt AB die obere, CD die untere



Fläche eines mit Rhodamin gefärbten Zelluloidfilms dar. X möge ein fluoreszierendes Molekül vorstellen, von dem Strahlung von gleicher Intensität nach allen Richtungen ausgeht. Es ist klar, daß von allen Strahlen, die X verlassen, nur die in die Luft entweichen können, die innerhalb der Kegel EXF und GXH liegen. Die Strahlen innerhalb der Kegel FXH und EXG werden durch Totalreflexion im Innern gefangen; der Strahl XJ beispielsweise wird zwischen den parallelen Flächen des Films hin und her reflektiert. Eine Versilberung der unteren Fläche wird bewirken, daß die Strahlen in dem Kegel GXH durch die obere Fläche entweichen, wird aber die Bahnen der übrigen Strahlen nicht beeinflussen. Wenn wir nun eine weiße matte Fläche mit der unteren Fläche des Films in optischen Kontakt bringen, so wird sie sämtliche Strahlen befreien, die total reflektiert wurden. Betrachten wir zum Beispiel den Strahl XJ: Er wird bei K diffus reflektiert, und der Teil der Energie, der innerhalb eines Kegels mit derselben Apertur liegt wie die des Kegels EXF, entweicht durch die obere Fläche. Der Rest wird von der oberen Fläche reflektiert und auf die weiße Fläche zurückgeworfen. Hier wiederholt sich der Vorgang, und alle Energie, mit Ausnahme der durch Absorption verloren gehenden, tritt gelegentlich durch die obere Fläche aus. Die Wirkung der matten Fläche befreit die durch innere Reflexion gefangene Energie. Wenn keine Absorption stattfände, würden die Ränder blendend hell erscheinen, da hier alle gefangene Energie ausgeworfen werden würde. Die größere Helligkeit der Ränder einer fluoreszierenden Schicht ist von Becquerel bei der Beobachtung des schwachen Leuchtens gewisser Uraniumverbindungen und von Greinacher[1]) bei der durch Radiotellur verursachten Fluoreszenz von Glimmerblättchen benutzt worden.

Wir können die vorstehende Theorie über die Wirksamkeit einer matten Fläche für die Erhöhung der Fluoreszenzhelligkeit dadurch prüfen, daß wir photometrische Messungen anstellen. Das Verhältnis zwischen der Energiemenge innerhalb der beiden Strahlenkegel, die ohne Hilfe der matten Fläche entweichen kann, und der durch Reflexion gefangenen Energiemenge wird durch den Ausdruck

$$\frac{1 - \cos\theta}{\cos\theta}$$

dargestellt. Das ist das Verhältnis zwischen der Fläche auf einer um das leuchtende Molekül beschriebenen Kugel, die von dem Strahlenkegel EXF ausgeschnitten wird, und der um dieses Stück verminderten Fläche der Halbkugel. Für Zelluloid ist der kritische Winkel ungefähr 40^0, also

$$\theta = 40^0$$

und

$$\frac{1 - \cos\theta}{\cos\theta} = 0{,}31.$$

Mit anderen Worten: die gefangene Energie ist

1) Diese Zeitschr. 7, 225, 1906.

ungefähr dreimal größer als die Energie, die entweicht. Ihre Befreiung durch die matte Oberfläche müßte uns daher eine etwa vierfache Zunahme der Helligkeit liefern. Das wurde mit dem Photometer untersucht. Als Vergleichslichtquelle diente ein (matter) Rhodaminschirm, der mit dem Lichte eines Quecksilberbogens beleuchtet wurde; sein Licht wurde durch zwei Nicolsche Prismen geschickt, mittels derer seine Intensität um einen bekannten Betrag verändert werden konnte. Dieser Schirm wurde mit einer Rhodaminschicht verglichen, die zum Teil weißes Porzellan und zum Teil hoch poliertes Silber bedeckte. Das benutzte Photometer war ein sehr einfaches, aber sehr befriedigend arbeitendes Instrument, das Herr Dr. Pfund gebaut hatte, und bei dem ein Halbkreis aus versilbertem Glas die Stelle eines Lummer-Brodhunschen Würfels einnahm. Gleiche Helligkeit der beiden Felder des Instruments unter Verschwinden der Trennungslinie wurde in den beiden Fällen durch Drehen der Nicols um 11^0 und um 22^0 aus der Auslöschungsstellung erzielt. Das bedeutet, daß die Rhodaminschicht auf Porzellan 3,8 mal heller ist als die Schicht auf Silber, und dies stimmt gut mit dem berechneten Werte (4) überein. Bei der Ausführung der Beobachtungen wurde ein rotes Glas vor das Photometer gesetzt, um alles Licht außer dem Fluoreszenzlicht auszuschließen. (Weißes Porzellan allein, das von dem Quecksilberlichtbogen beleuchtet wurde, erschien bei Betrachtung durch das rote Glas praktisch schwarz.) Bei Beendigung der Untersuchung fiel mir ein, daß der Fall jenem ähnlich war, auf den ich vor mehreren Jahren aufmerksam gemacht hatte, nämlich der Erscheinung, daß eine geschmolzene Perle von phosphorsaurem Natriumammonium, die auf die höchste mit der Gebläselampe erreichbare Temperatur erhitzt wird, wenig oder gar kein Licht aussendet, wenn sie aus der Flamme entfernt wird, obwohl der sie tragende Platindraht lebhaft glüht. Das ist natürlich ein schönes Beispiel für das Versagen eines durchsichtigen Körpers, zu strahlen, wie es das Kirchhoffsche Gesetz verlangt. Aber beim Abkühlen wird die Perle fest, und es erscheinen zahlreiche Spaltflächen. Im Augenblick des Kristallisierens glüht sie mit dunkelrotem Licht, das mehrere Sekunden lang anhält. Ich fand Schwierigkeiten bei der Erklärung dieser Erscheinung[1]), aber eine Andeutung von Herrn Prof. C. E. Mendenhall liefert uns sicherlich eine befriedigende Hypothese, obschon noch einige Punkte übrig bleiben, die mir nicht ganz klar sind. Herr Mendenhall meinte, daß die Wirkung der Spaltflächen nur darin bestände, daß sie die Gefangennahme der Strahlung durch Totalreflexion hinderten. Alle in der Kugel entspringenden Strahlen, welche die Oberfläche unter einem größeren als dem kritischen Winkel treffen, werden immer und immer wieder rings um die innere Oberfläche reflektiert und können infolgedessen gegebenenfalls so angesehen werden, als hätten sie eine Schicht des Mediums von unendlicher Dicke durchlaufen. Wenn das Medium überhaupt Absorption besitzt —, und kein Medium ist vollkommen durchsichtig — so wird diese Strahlung demselben Typus angehören wie die eines schwarzen Körpers von derselben Temperatur. Risse in der Oberfläche oder innere Spaltflächen befreien diese Energie, indem sie die Totalreflexion stören.

Herr Professor Mendenhall hat mir vorgeschlagen, einige seiner Beobachtungen in diese Veröffentlichung mit aufzunehmen.

Er schreibt, er habe eine Ritze auf der Oberfläche einer Quarzglaskugel gemacht und diese dann in einem Bunsenbrenner erhitzt. Die schwarze Temperatur der Ritze war nach Beobachtung mit einem optischen Pyrometer 850^0 C, während die der übrigen Kugel nur 600^0 C betrug.

Auf Grund ähnlicher Erwägungen folgert Herr Mendenhall, daß eine gleichmäßig erhitzte, nahezu durchsichtige Kugel gegen den Rand hin heller erscheinen müsse. (Eine feste glühende Kugel erscheint infolge des Kosinusgesetzes als eine gleichförmig beleuchtete Scheibe.) Ich habe dies an einer gläsernen Hohlkugel bestätigt, die mit einer sehr verdünnten Rhodaminlösung gefüllt war und von dem Quecksilberbogen beleuchtet und durch rotes Glas hindurch betrachtet wurde. Wenn ein Fleck auf der Oberfläche der Kugel mit Schmirgelpulver fein geschliffen wird, so erscheint dieser Fleck, wenn er nahe dem Rande liegt, äußerst hell, infolge der Befreiung der Fluoreszenzstrahlen, die im Innern Totalreflexion erleiden. Die Kugel erscheint am Rande ein wenig heller, selbst wenn die Oberfläche nicht aufgerauht worden ist. Ich habe dasselbe an Zelluloidfilms beobachtet, die mit Rhodamin gefärbt waren; diese erscheinen weit heller, wenn man sie schräg, nahezu unter dem Winkel streifender Emergenz, betrachtet, als wenn man sie mittels solcher Strahlen betrachtet, welche die Oberfläche nahezu parallel zur Normalen verlassen.

(Nach Korrekturbogen aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 27. Januar 1913.)

1) Physical Optics, 2. Aufl., S. 598.

Die Trabanten der Quecksilberlinien. (The satellites of the mercury lines).

Von R. W. Wood.

(Mit Tafel X.)

Es haben zwischen den seitens verschiedener Forscher angestellten Beobachtungen über die Struktur der Quecksilberlinien viele Unstimmigkeiten bestanden, und selbst heutzutage, angesichts aller Arbeiten, die mit Stufengittern und Interferenzplatten ausgeführt worden sind, ist es schwer, mit Bestimmtheit genau zu sagen, was die tatsächliche Struktur der Linien ist. Zum Teil beruht dies auf dem Umstande, daß bei den leistungsfähigsten Echelons der Abstand zwischen den Spektren aufeinander folgender Ordnungen kleiner ist als die zur Beobachtung gelangende Gruppe von Trabantenlinien, zum Teil beruht es auch auf den Geistern und falschen Linien, die viele Instrumente zeigen. Eine ausgezeichnete Zusammenstellung mit Tabellen der von verschiedenen Forschern angestellten Beobachtungen findet man in einer Arbeit von Gale und Lemon im Januarheft des Jahrgangs 1910 des Astrophysical Journal. Die Verfasser dieser Arbeit haben eine Reihe von Photogrammen der Quecksilberlinien mit einem großen Michelsonschen Gitter aufgenommen, und wenn diese Photogramme auch nicht so viel feine Struktur aufweisen, wie Beobachter gefunden haben, die mit Echelons arbeiteten, sind sie doch überzeugender als irgendwelche Photogramme, die meines Wissens veröffentlicht worden sind.

Ich habe kürzlich in meinem Laboratorium in East Hampton eine Anordnung mit einem Plangitter von 42 Fuß[1]) Brennweite aufgestellt, um das Absorptionsspektrum des Jods zu untersuchen, und es schien mir, daß dieses Instrument weit leistungsfähiger ist als das von Gale und Lemon benutzte. Es schien mir daher der Mühe wert, eine Untersuchung über die Struktur der Linien anzustellen, wie sie sich bei dem gewaltigen Auflösungsvermögen dieses Instrumentes darstellt.

Es erwies sich als tunlich, die blaue Quecksilberlinie (4359) im Spektrum fünfter Ordnung zu photographieren, für welches das Auflösungsvermögen 375000 beträgt, also ungefähr so groß ist wie das eines großen Echelons. Die grüne Linie und die beiden gelben Linien wurden im Spektrum vierter Ordnung photographiert, für welches das Auflösungsvermögen 300000 betrug. Daß das Gitter wirklich sein volles theoretisches Auflösungsvermögen hergab, wurde bei der Untersuchung über das Absorptionsspektrum des Joddampfes vollauf bewiesen.

1) Etwa $12^1/_2$ m. (D. Übers.)

Eine Beschreibung des Gitters und des Aufstellungsverfahrens findet sich in einer früheren Arbeit[1]), und ich brauche hier nur festzustellen, daß es ein ganz ausgezeichnetes Plangitter war, das Herr Dr. Anderson auf der 15000er Maschine geteilt hatte, daß es eine geteilte Fläche von $3^1/_2 \times 5$ Inches[2]) hatte (oder insgesamt 75000 Linien), und daß es nach der Methode von Littrow hinter einer sechszölligen achromatischen Linse aufgestellt war, die Herr Professor Campbell von der Lick-Sternwarte mir gütigst zur Verfügung gestellt hatte. Die Brennweite des Instruments war doppelt so groß wie die des von Gale und Lemon benutzten, und das Auflösungsvermögen des Gitters war sicher dreimal so groß wie ihres, wie eine Vergleichung der dieser Arbeit beigegebenen Photogramme mit ihren ergeben wird (insbesondere Fig. 4 auf Tafel X).

Die Lichtquelle war ein Cooper-Hewittscher Quecksilberbogen, der „end-on" benutzt wurde. Durch die Verwendung der Röhre in dieser Stellung wird die Expositionsdauer wesentlich abgekürzt, ohne daß dadurch, soweit ich es übersehen kann, irgendwelche Umkehrungseffekte entstehen; allerdings scheint das Intensitätsverhältnis einiger der Trabantenlinien ein wenig von jenem verschieden zu sein, das man erhält, wenn man das Licht aus der Seite der Röhre entnimmt. Das beruht natürlich auf einem Umstande, den man als die erste Umkehrungsstufe bezeichnen kann; es werden nämlich gewisse Trabanten durch Absorption stärker geschwächt als andere, eine Erscheinung, die einer vor einigen Jahren[3]) von mir erwähnten ähnlich ist, nämlich der Erscheinung, daß eine Wasserstoffröhre, von der Seite betrachtet, rot erscheint, und end-on gesehen bläulichweiß. Die Expositionsdauer bewegte sich zwischen 30 Minuten und einer Stunde. Das ist ein Vorteil im Vergleich zu der Zeit, die man bei großen Echelons braucht.

Die letzte Arbeit über die Struktur der Quecksilberlinien, die ich zu finden vermochte, ist die von Lunelund[4]), und da in dieser vergleichende Tabellen der von allen früheren Forschern gemachten Beobachtungen mitgeteilt werden, brauche ich keine anderen Arbeiten anzuführen. Wenn man diese Tabellen mit den Photogrammen vergleicht, die mit dem Gitter erhalten wurden, so kann man nur ernste Bedenken tragen, die Ergebnisse, die das Echelon oder die Interferenzplatte liefern, mit Ausnahme besonderer Fälle, anzunehmen, solange sie nicht

1) Diese Zeitschr. **14**, 179, 1913.
2) 1 Inch = 25,4 mm. (D. Übers.)
3) Diese Zeitschr. **7**, 926, 1906.
4) Ann. d. Phys. (4) **34**, 505, 1911.

mit einem Gitter kontrolliert worden sind. Dies gilt insbesondere für die Fälle, in denen die Breite der Trabantengruppe größer ist als die Entfernung zwischen den Spektren benachbarter Ordnungen, und das ist häufig der Fall.

Es ist gebräuchlich, die Stellung der Trabanten rechts und links von der sogenannten Hauptlinie in positiven und negativen Bruchteilen einer Ångströmeinheit anzugeben. Einige Unsicherheit rührt hiervon her, weil verschiedene Beobachter nicht immer denselben Punkt für die Hauptlinie wählen; so wird beispielsweise in solchen Fällen, wo die Hauptlinie ein Duplett ist, ein Beobachter, der mit einem Instrument arbeitet, das dieses nicht aufzulösen vermag, den Schwerpunkt des Dupletts als Nullpunkt wählen, während ein Beobachter, der die Linie aufgelöst hat, die stärkere Komponente wählen wird. Ein Beispiel hierfür findet sich bei meinen Ergebnissen an der Linie 4359.

Meine eigenen Untersuchungen wurden zu Ende des Sommers ausgeführt, unmittelbar ehe ich mein Laboratorium schloß. Ich unternahm sie, um festzustellen, ob ich irgendwelche neuen Daten von Wert erhalten könnte. Ich war damals nicht in der Lage, irgendeine der früheren Arbeiten über den Gegenstand heranzuziehen, und vermochte daher nicht, die Unstimmigkeiten weiter zu untersuchen, die sich herausstellten, sobald ich Vergleiche anstellte. Es ist mein Plan, im nächsten Sommer den Spektrographen in einem unterirdischen Tunnel aufzustellen und, wenn möglich, ein größeres Gitter zu beschaffen, denn die bereits gewonnenen Ergebnisse deuten darauf hin, daß sich durch eine sehr geringe weitere Verbesserung das Auflösungsvermögen des Instruments dem des größten Interferenzspektroskops wird gleichmachen lassen, und daß es dann zugleich Ergebnisse liefern wird, über die keine Unsicherheit mehr bestehen wird.

Wir wollen nunmehr die Ergebnisse betrachten, die ich bei den vier bereits von mir untersuchten Linien erhalten habe.

Die gelbe Linie 5769.

Ein im Spektrum vierter Ordnung aufgenommenes Photogramm dieser Linie ist in Fig. 1 (Tafel X) wiedergegeben. Ich habe in jedem Falle die Mitte der Hauptlinie durch einen Punkt bezeichnet. Die Lagen der Trabanten sind folgende:

+0,042
0 Hauptlinie,
−0,055,
−0,112.

Ein Blick auf das Photogramm genügt, um uns davon zu überzeugen, daß diese Trabanten sämtlich real sind, und dennoch ist der eine auf der linken Seite (0,112) Gale und Lemon, ebenso entgangen wie allen übrigen Beobachtern mit Ausnahme von Lunelund — der ihm denselben Wert (0,112) gibt — und von Janicki — der ihn bei 0,113 ansetzte. Nagaoka verzeichnet einen Trabanten bei −0,109, der mit ihm identifiziert werden könnte, aber seine Photogramme zeigen das Vorhandensein so vieler falscher Linien und Geister, daß es schwer ist, irgendeiner Sache ganz sicher zu sein. Ich kann nicht begreifen, wieso das Michelsonsche Gitter bei der Aufzeichnung dieses Trabanten versagt hat, obwohl, wie ich bereits sagte, durch die Verwendung der Röhre „end-on" viele der schwächeren Begleitlinien verstärkt werden. Die übrigen Werte von Lunelund stimmen sehr gut mit den oben angegebenen überein, obschon ich von den Trabanten +0,084 und +0,121, die er als wahrscheinlich real betrachtet, überhaupt keine Spur finde. Lunelund gibt ihre Intensitäten etwa halb so groß an wie die des Trabanten bei −0,112, und dennoch vermag die sorgfältigste Durchsicht meines Photogramms nicht die geringste Spur von ihnen erkennen zu lassen, obwohl der Trabant −0,112 volle viermal so schwarz ist wie das auf einer photographischen Platte sichtbare Minimum. Ich bin daher ganz sicher, daß diese Trabanten unecht sind.

Die gelbe Linie 5790.

Die Linie wird durch Fig. 2 (Tafel X) veranschaulicht, und die Trabanten sind:

+0,222,
+0,164,
+0,131,
0 Hauptlinie,
−0,124,
−0,191

und zwei Linien bei −0,944 und −1,007.

Hinsichtlich dieser beiden letztgenannten Linien besteht durchaus kein Zweifel. Gale und Lemon haben sie gefunden, und ich habe sie wiederholt als eine ganz nahe bei der Hauptlinie belegene einzige Linie mit einem Spektroskop von geringem Auflösungsvermögen (Plangitter und Linse von einem Meter Brennweite) gesehen. Ich habe diese Begleitlinie der gelben Linie niemals als Trabanten angesehen und war überrascht, sie mit dem 42füßigen Spektrograph so nahe bei der Trabantengruppe zu finden. Vielleicht ist auf der Platte eine schwache Andeutung des Trabanten bei +0,082 vorhanden, aber ich müßte doch wohl noch eine Aufnahme mit einer längeren Expositionsdauer machen, ehe ich mich mit Sicherheit darüber äußern könnte. Es erscheint keine Spur von den schwächeren Komponenten, die

Lunelund angegeben hat, und ich sehe zu meiner Überraschung, daß er das enge Paar ganz links in der Gruppe nicht in sein Verzeichnis der Linien, deren Vorhandensein feststeht, mit aufgenommen hat, da doch seine Realität durch das von Gale und Lemon veröffentlichte Photogramm außer Frage gestellt worden ist.

Die grüne Linie 5461.

An dem Abend, an dem ich dieses Photogramm aufnahm, arbeitete der Spektrograph nicht mit seiner größten Schärfe, und zwar infolge heftigen Windes, und die Auflösung ist hier nicht besser als in der Aufnahme von Gale und Lemon. Ich habe nur die Entdeckung einer breiten schwachen Bande auf der kurzwelligen Seite des Trabanten bei −0,233 zu verzeichnen. Die Ränder der Bande liegen bei −0,327 und −0,414. Sie ist auf der Originalplatte sehr deutlich, hat aber bei der Vergrößerung sehr verloren, und da sie vielleicht bei der Reproduktion ganz verschwinden dürfte, habe ich sie in der oberen Hälfte des Bildes (Fig. 3 auf Tafel X) retuschiert. Keiner der früheren Beobachter hat eine Spur von ihr gefunden, aber an ihrem Vorhandensein besteht kein Zweifel.

Die violette Linie 4359.

Diese Linie wurde sowohl im Spektrum vierter als auch in dem fünfter Ordnung photographiert. Das Bild vierter Ordnung zeigte die Mittellinie doppelt, eine scharfe schmale Linie zur Linken und eine breite zur Rechten. Im Bilde fünfter Ordnung war die breite Komponente in zwei zerlegt, während die Mittellinie in ein Triplett aufgelöst war. Ich glaube, daß sie noch komplexer ist. Dieses Photogramm ist in Fig. 4 auf Tafel X reproduziert, und zwar ist das Bild *a* dunkler gedruckt als das Bild *b*, um die Zerlegung der Mittellinie herauszubringen. Die Überlegenheit des Gitters in bezug auf Auflösungskraft zeigt sich deutlich, wenn man dieses Bild mit der Aufnahme von Gale und Lemon vergleicht. Ich vermute, daß ein Teil ihrer Schwierigkeiten von Schwingungen und Schlieren herrührte, die durch Luftströmungen entstanden, denn ihr im Spektrum fünfter Ordnung aufgenommenes Photogramm zeigt anscheinend kein größeres Auflösungsvermögen als das im Spektrum dritter Ordnung aufgenommene. Die Stellen der Trabanten sind:

+0,212 schwach; im Druck nicht sichtbar und nie zuvor beobachtet,
+0,168,
+0,130,
+0,091,
+0,029,
0 Hauptlinie,
−0,034,
−0,111 } eben aufgelöst,
−0,124 }
−0,174,
−0,219 } sehr schwach und nie zuvor beob-
−0,282 } achtet.

Diese Werte stimmen sehr gut mit den von Gale und Lemon gefundenen überein, obwohl wir die Hauptlinie nicht an derselben Stelle angenommen haben, was eine Verschiebung der einen Ablesungsreihe gegen die andere zur Folge hat. Ich halte die von mir angenommene Lage für die Hauptlinie für die richtige, weil die Mittellinie (Triplett) deutlich aufgelöst wird, und die Zentralkomponente bei weitem die hellste ist. Gale und Lemon haben offenbar die Komponente zur Linken genommen, aber in ihrer Aufnahme ist kaum eine Spur einer Auflösung vorhanden.

Den Trabanten +0,168, den schmalen hellen rechts in meinen Photogrammen, hat v. Baeyer gefunden (und als +0,188 angegeben), Janicki, Galitzin und Lunelund jedoch nicht; das ist ein hinreichender Beweis dafür, daß die Interferenzspektroskope nicht sehr zuverlässig sind.

Das Auflösungsvermögen der besten Interferenzspektroskope ist nur sehr wenig größer als das des Gitters, mit dem ich gearbeitet habe, und meines Erachtens können sie vorteilhaft nur für eine ergänzende Untersuchung der Trabantengruppen Verwendung finden, nachdem die Hauptzüge der Gruppe mittels des Gitters festgestellt worden sind.

Meine Ansicht ist, daß die vier Photogramme, die in der vorliegenden Arbeit reproduziert sind, über die Struktur dieser Quecksilberlinien die zuverlässigsten Aufschlüsse geben, über die wir gegenwärtig verfügen.

Ich bin überzeugt, daß die Leistungsfähigkeit des großen Spektrographen durch seine Aufstellung in einem unterirdischen Gewölbe erhöht werden wird, denn ich habe stets einige Störungen infolge von Schlierenbildung durch Luftströmungen in dem langen Rohr empfunden. Ich hoffe, daß ich dann auch über ein etwas größeres Gitter werde verfügen können.

(Nach Korrekturbogen aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 27. Januar 1913.)

Über sekundäre Drillung bei primär gebogenen Zylindern aus kristallinischer Substanz.

Von Th. Reimers.

(Mit Tafel XI.)

Herr W. Voigt[1]) hat vor längerer Zeit aus den Grundformeln der Kristallelastizität das Resultat abgeleitet, daß ein Zylinder oder Stab von doppeltsymmetrischem Querschnitt, der einem Moment um eine Querachse oder einer biegenden Kraft einer Querachse parallel unterworfen wird, im allgemeinen keine reine Biegung erfährt, sondern gleichzeitig gedrillt wird. Dieser einen Nebenänderung entspricht eine zweite, nämlich eine Biegung bei Ausübung eines rein drillenden Moments. Beide Erscheinungen sind derartig miteinander verknüpft, daß, wenn für einen Stab bestimmter Orientierung die eine von ihnen verschwindet, das gleiche auch für die andere gilt; sie werden nämlich durch dieselben Elastizitätsmoduln s_{15}', s_{16}' nach Voigtscher Bezeichnung, falls die Stabachse in die X'-Achse fällt, gemessen.

Eine Verwertung dieser theoretischen Resultate hat bisher nur in der Weise stattgefunden, daß nach den aufgestellten Formeln diejenigen Orientierungen für Messungen ausgewählt wurden, für welche die bez. Nebenänderungen verschwinden. Dies geschah deshalb, weil die gewöhnlichen Methoden der Beobachtung von Biegung und Drillung jene Nebenänderungen nicht frei zustande kommen lassen; bei ihnen erscheinen letztere demgemäß als störende Fehlerquellen. Nach diesen Gesichtspunkten hat Herr W. Voigt bei seinen Beobachtungen über Elastizitätsmoduln von Kristallen operiert. Eine direkte Bestätigung der theoretischen Folgerungen hat bisher nicht stattgefunden.

Da aber der Nachweis einer neuen und eigenartigen Erscheinung, welche die Theorie fordert, jederzeit Interesse besitzt, so hat mich Herr Voigt veranlaßt, einen solchen für die erstgenannte Erscheinung, die sekundäre Drillung bei primärer Biegung, zu erbringen. Nach einer Schätzung war für den sekundären Effekt eine relativ zum primären geringe Größe zu erwarten. Deshalb schien die Wahl einer Substanz geraten, der man erhebliche Biegungen zumuten konnte. Herr Voigt wies mich besonders auf Gips hin, der sich auch aus anderen Gesichtspunkten empfahl. Einmal kristallisiert Gips im monoklinen System, und ein solcher Kristall ist bisher überhaupt noch nicht durchgreifend bezüglich der Elastizitätsverhältnisse untersucht worden. Es konnten also die Beobachtungen ein Glied in der vollständigen Bearbeitung dieses monoklinen Kristalls bilden. Sodann aber ist an sich Material zu Beobachtungen an Gips nicht allzu schwer erhältlich, und es bestand sogar die Hoffnung, die Stäbchen, die seinerzeit Herr Coromilas[1]) zu orientierenden, aber nicht von der Theorie geleiteten Messungen angefertigt hatte, in dem Tübinger Institut aufzufinden und den neuen Aufgaben dienstbar zu machen. Herr Professor Paschen hat die Freundlichkeit gehabt, die erforderlichen Nachforschungen anzustellen und die aufgefundenen Präparate für meine Messungen zur Verfügung zu stellen.

Während die Hauptmasse der Beobachtungsresultate einer späteren Publikation vorbehalten bleiben soll, wird im nachfolgenden über die Resultate der zum erstmaligen Nachweis der sekundären Drillung bei gebogenen Kristallstäben angestellten Beobachtungen berichtet und die Vergleichung mit den von Voigt gegebenen Formeln ausgeführt werden.

Das Beobachtungsmaterial war von Herrn Coromilas nach seinen Angaben so hergestellt, daß zunächst aus dem Gips dünne Scheiben von 0,3 bis 0,4 mm Dicke nach dem Klinopinakoid gespalten und aus diesen unter großer Sorgfalt nach Messingschablonen Lamellen von 15 mm Breite und 5 bis 7 cm Länge herausgeschnitten wurden. Zweifellos bietet es einen großen Vorteil, in dieser Weise die gute Spaltbarkeit des Gipses auszunutzen, zumal wo die bei diesem Verfahren entstehenden unregelmäßigen Schwankungen in der Dicke der Stäbchen sich wegen der Weichheit des Materials auch beim Schleifen nicht vermeiden ließen. Herr Coromilas hat die große Breite gewählt, um die schädliche Wirkung des Grates der seitlichen Ränder zu reduzieren.

Die Bestimmung der Orientierung der — leider nicht bezeichneten — Präparate war dadurch sehr erleichtert, daß bei allen an den Ecken der Enden Sprünge nach dem charakteristischen faserigen Bruch vorhanden waren. Ähnlich wie bei Coromilas wurde mittelst eines Mikroskops mit Drehtischchen die Richtung der Längsachse des Stäbchens gegen diesen Bruch gemessen und derjenige der beiden Supplementwinkel angegeben, in den die mit dem faserigen Bruch ca. 13° einschließende Auslöschungsrichtung nicht hineinfällt.

Die Ausbildung der Beobachtungsmethode geschah mit Rücksicht auf die theoretischen Ergebnisse in folgender Weise.

1) W. Voigt, Wied. Ann. **16**, 213, 398, 416, 1882; Gött. Abh. 1887, S. 1; W. Voigt, Lehrbuch der Kristallphysik. Leipzig u. Berlin 1910.

1) S. A. Coromilas, Diss. Tübingen 1874.

Das eine Ende des zu untersuchenden Stäbchens wurde fest eingeklemmt, so zwar, daß seine Längs- und Querrichtung in einer möglichst horizontalen Ebene lagen. Das andre Ende blieb frei, und ca. 1 cm von ihm entfernt wurde das Präparat dadurch belastet, daß mittelst eines Kokonfadens zwei kleine, gleiche Gewichte (1—4 g) darüber gehängt wurden, wobei natürlich darauf zu achten war, daß der dem Präparat aufliegende, wagerechte Teil des Fadens senkrecht zur Längsrichtung war. Hierdurch wurde in Annäherung an die Annahme der Theorie erreicht, daß die wirkende Kraft sich gleichmäßig über den Querschnitt verteilt und insbesondere von ihr kein Drehmoment um die Längsachse ausgeübt wird, weil die beiden Gewichte sich sehr vollkommen abgleichen lassen. Zwischen der Belastungsstelle und dem freien Ende des Präparates war ein kleiner Spiegel befestigt, welcher ermöglichen sollte, mit Hilfe eines Fernrohrs und einer zweidimensionalen Skala Neigung und Drehung des Querschnittes, in dem die Kraft angreift, zu messen.

Bezeichnet L die Länge des Stäbchens (X' Richtung), B seine Breite (Y' Richtung) und D seine Dicke (Z' Richtung), so ist nach den von Herrn Voigt gegebenen Formeln unter den durch die obige Anordnung gegebenen Bedingungen:

$$\operatorname{tg} \alpha_L = \left|\frac{\partial w}{\partial x}\right|_{x=L} = \frac{6 C' L^2}{B D^3} s'_{11}, \qquad (1)$$

$$l_L = \frac{-3 C' L^2}{B D^3} s'_{16}, \qquad (2)$$

worin C' die im Querschnitt $x = L$ parallel Z' wirkende Kraft ist, ferner w die Verschiebung des Punktes mit der Koordinate x nach der Z'-Richtung und demnach $\operatorname{tg} \alpha_L$ die Neigung des Querschnitts $x = L$ bedeutet. l_L ist die durch die Biegung erzeugte sekundäre Drillung gemessen an der Stelle $x = L$.

Für diese Formeln sind folgende Grenzbedingungen als erfüllt vorausgesetzt. Der Koordinatenanfangspunkt soll unbeweglich sein, das ihm benachbarte Element der Längsachse X' soll gezwungen sein, seine Richtung zu bewahren und das ihm benachbarte Volumenelement um X' nicht drehbar sein. Für die Beobachtungsmethode ist wichtig, daß bei diesen Grenzbedingungen die sekundäre Drillung ungehindert zur Ausbildung kommen kann.

s_{11}' (= Modul der Biegung bei ungehinderter sekundärer Drillung) und s_{16}' (= Modul der sekundären Drillung) sind hier gemeint in einem System, das in der oben angegebenen Weise jeweils durch die Orientierung des Präparates gegeben ist; da die Präparate jedoch alle mit der Breitseite in einer Ebene liegen, so ist die Z'-Achse allen gemeinsam. Man kann also an ihnen den Verlauf von s_{11}' und s_{16}' in der Spaltungsebene XY messen, d. h. man kann sehen, wie sich die Moduln s_{11}' und s_{16}' ändern, wenn das sie definierende individuelle Koordinatensystem sich einem festen Hauptsystem gegenüber, mit dem es Nullpunkt und Z-Achse gemeinsam hat, um seine Z'-Achse dreht. Aus praktischen Gründen wurde für dieses Hauptsystem gewählt:

Z = Orthoachse, $X \parallel$ faseriger Bruch, $Y \perp$ faseriger Bruch.

Die in ihm gemessenen Moduln sind durch die ungestrichenen s bezeichnet; ist ferner f der Winkel zwischen X' und X, und wird zur Abkürzung geschrieben $\cos f = c$ und $\sin f = s$, so gelten die Formeln[1]):

$$s'_{11} = s_{11} c^4 + (2 s_{11} + s_{66}) s^2 c^2 + s_{22} s^4 + 2 s_{16} c^3 s + 2 s_{26} s^3 c, \qquad (3)$$

$$s'_{12} = -2 (s_{11} c^2 - s_{22} s^2) s c + (2 s_{12} + s_{66}) c s (c^2 - s^2) + s_{16} c^2 (c^2 - 3 s^2) + s_{26} s^2 (3 c^2 - s^2), \qquad (4)$$

welche die Transformation der Bitensorkomponenten s_{11} und s_{16} bei einer Drehung um die Z-Achse darstellen.

In jeder Richtung, zu welcher Präparate vorlagen, wurden 2, 3, mitunter 4 von letzteren gemessen und die Resultate gemittelt. Da die Theorie nur für einen unendlich langen Stab gilt, und die Stäbe relativ breit waren, wurde bei verschiedenen Längen beobachtet und auf unendliche Länge extrapoliert, was sich mit ziemlicher Sicherheit ausführen ließ und in der definitiven Publikation besprochen werden soll. Die beobachteten Werte s_{11}' wurden vermittelst der Formel 3 nach der Methode der kleinsten Quadrate ausgeglichen, und mit Hilfe der so gefundenen s_{11}, s_{22}, $2 s_{12} + s_{66}$, s_{16}, s_{26} sind die s_{11}' und s_{16}' nach 3 und 4 wiederum berechnet. Auf die Verwendung der beobachteten Werte s_{16}' für die Ausgleichsrechnung wurde deshalb verzichtet, weil diese alle sehr viel kleiner und deshalb ungenauer, als die entsprechenden Werte von s_{11}' sind. Eine Zusammenstellung der beobachteten und der berechneten Werte gibt umstehende Tabelle:

Die Werte der Moduln in absoluten Einheiten sind:

$$\begin{aligned} s_{11} &= 19{,}93\,(\pm 0{,}12) \cdot 10^{-8}\ \text{mm}^2/\text{g} \\ s_{22} &= 19{,}50\,(\pm 0{,}11) \quad \text{„} \\ 2 s_{12} + s_{66} &= 45{,}10\,(\pm 0{,}37) \quad \text{„} \\ s_{16} &= -5{,}71\,(\pm 0{,}31) \quad \text{„} \\ s_{26} &= -13{,}06\,(\pm 0{,}29) \quad \text{„} \end{aligned}$$

1) W. Voigt, Kristallphysik, S. 539.

Nr. der Rechnung	$\measuredangle f$ abgerundet	s'_{11} ber.	s'_{11} beo.	s'_{16} ber.	s'_{16} beo.	
1	0	17,16	17,20	— 2,46	— 2,30	
2	17	14,39	14,17	— 2,24	— 2,25	
3	28,5	12,61	12,71	— 2,39	— 2,49	
4	39	10,91	10,93	— 2,18	— 2,23	$s_{11} = 17{,}16$
5	47,5	9,83	9,83	— 1,41	— 1,47	$s_{22} = 16{,}79$
6	58	9,36	9,48	+ 0,26	+ 0,20	
7	66	9,96	9,77	+ 1,89	+ 1,75	$2s_{12} + s_{66} = 38{,}82$
8	76	11,99	11,94	+ 3,92	+ 3,64	
9	90,3	16,79	16,95	+ 5,62	+ 5,55	$s_{16} = -4{,}92$
10	107	23,22	23,08	+ 4,57	+ 4,34	$s_{26} = -11{,}24$
11	119	26,04	26,15	+ 2,03	+ 1,73	
12	128,5	26,65	26,76	— 0,16	— 0,11	
13	137,5	25,97	25,73	— 1,92	— 1,96	
14	149	23,84	23,90	— 3,22	— 2,94	
15	166,3	19,83	19,90	— 3,14	— 2,74	

Die Abweichungen der beobachteten und der berechneten Werte liegen innerhalb der Beobachtungsfehler, die für s_{11}' etwa 1 Proz. betragen und vermutlich besonders durch die Unsicherheit des festen Einklemmens entstehen. Für die Werte von s_{16}' für Nr. 14 und 15 kommt noch hinzu, daß diese Präparate am Rande viele feine Risse haben, worüber auch schon Herr Coromilas klagt[1]); diese mögen die ausnahmsweise starken Abweichungen bedingen.

Die Figur (Tafel XI) zeigt in den Kurven den in obiger Weise berechneten Verlauf der Funktionen 3 und 4; doch ist für 4 der doppelte Maßstab zugrunde gelegt. Die eingetragenen Kreuze entsprechen den Beobachtungen.

Der aus der Figur ersichtliche Zusammenhang zwischen den Extremalwerten von s_{11}' und den Nullstellen von s_{16}' ist kein zufälliger, denn man kann leicht zeigen, daß bei einer Drehung um eine feste Z-Achse:

$$s'_{16} = \frac{1}{2}\frac{ds'_{11}}{df}.$$

Für das identische Verschwinden von s_{16}' ergibt sich somit sofort die Bedingung $s_{11}' =$ konstant. Führt man dies in Formel (3) ein, so ergibt sich $s_{11} = s_{22}$; ferner muß im besonderen sein:

$$s_{16} = \left|s'_{16}\right|_{f=0} = 0, \qquad s_{26} = \left|s'_{16}\right|_{f=90^0} = 0.$$

Geht man hiermit in 4 ein, so erhält man dazu noch:

$$s_{66} = 2(s_{11} - s_{12}).$$

Alle diese Bedingungen sind erfüllt, wenn die Rotationsachse eine dreizählige Symmetrieachse ist[2]).

Zusammenfassung.

Die Ergebnisse der Theorie über sekundäre Drillung bei primärer Biegung von Zylindern aus kristallinischer Substanz sind von den praktischen Messungen innerhalb von deren Genauigkeitsgrad bestätigt worden.

Göttingen, Physikalisches Institut, 20. Februar 1913.

(Eingegangen 22. Februar 1913.)

1) S. A. Coromilas, l. c., S. 31.
2) W. Voigt, l. c., S. 678.

Die Änderung der Absorption des Lichtes durch Wasser infolge der Gegenwart stark hydrierter Salze, nachgewiesen mit Hilfe des Radiomikrometers. — Ein neuer Beweis für die Solvattheorie der Lösungen.

(The absorption of light by water changed by the presence of strongly hydrated salts, as shown by the radiomicrometer. — New evidence for the solvate theory of solution.)

Von J. Sam Guy, E. J. Schaeffer und Harry C. Jones.

Die Verwendung des Radiomikrometers bei der Untersuchung der Absorptionsspektren gewisser Substanzen ist in dieser Zeitschrift bereits von Jones und Guy behandelt worden[1]). Wir haben das Radiomikrometer statt des Gitterspektrographen und der photographischen Platte zur Untersuchung der Absorptionsspektren von Lösungen benutzt, weil das Radiomikrometer uns befähigte, nicht nur die Lage der einzelnen Linien und Banden zu messen, sondern auch ihre Intensität quantitativ zu untersuchen. Ferner befähigt uns das Radiomikrometer, wie bereits nachgewiesen worden ist, die Absorptionsspektren von Lösungen innerhalb eines weit größeren Wellenlängenbereichs zu untersuchen, als die photographische Methode.

Eine der größten Schwierigkeiten, auf die wir stießen, als es galt, ein Radiomikrometer zu bauen, das für diese Arbeit geeignet wäre, das heißt, ein Instrument mit genügender Emp-

1) Diese Zeitschr. **13**, 649, 1912.

findlichkeit und mit kurzer Periode, war die Beschaffung eisenfreien Kupferdrahtes. Ein solcher Draht war notwendig, weil die Gegenwart einer merklichen Menge Eisen im Kupfer einen magnetischen Einfluß veranlaßte, durch den das Instrument instabil und der Nullpunkt inkonstant wurde. Diese Schwierigkeit wurde zum größten Teil dank dem liebenswürdigen Entgegenkommen der Herren Leeds and Northrup in Philadelphia und R. W. Paul in London überwunden. Beide Firmen lieferten uns einen Kupferdraht, der so weit frei von Eisen war, daß der magnetische Einfluß leicht reguliert werden konnte. Mit Hilfe dieses Drahtes und des in dieser Zeitschrift bereits beschriebenen Thermoelements[1]) bauten wir das höchstempfindliche Radiomikrometer, das zugleich eine sehr kurze Periode hat. Die Untersuchungen über Neodym- und Praseodymsalze, deren Ergebnisse in dieser Zeitschrift veröffentlicht worden sind, sind mit diesem Instrument ausgeführt worden.

Zu Beginn des laufenden Universitätsjahres haben wir die Absorptionsspektren von Lösungen einer großen Anzahl von Salzen verschiedener Metalle aufgenommen. Die Spektren dieser Salze verglichen wir mit der Absorption des Wassers; dabei verwandten wir das Wasser in denselben Schichtdicken, die das Wasser in den einzelnen Lösungen hatte. Es stellte sich alsbald heraus, daß die Absorption der Lösung geringer, in vielen Fällen sogar sehr viel geringer, war als die Absorption der Wasserschicht, welche die gleiche Dicke hatte wie die Schichtdicke des Wassers in der Lösung. Die Schichtdicke des Wassers in der Lösung wurde aus der Konzentration der Lösung und ihrem spezifischen Gewicht bestimmt.

Es liegt auf der Hand, daß die eben erwähnte Tatsache sehr bemerkenswert ist. Die gelöste Substanz könnte keine geringere Absorption für Licht haben als gar keine, und bisher hat man immer angenommen, daß in einer wässerigen Lösung das vorhandene Wasser genau so absorbiere wie reines Wasser in freiem Zustande. Das vorstehende Ergebnis steht direkt im Widerspruch zu allem, was man zur Zeit wußte.

Es ergab sich ohne weiteres, daß wir nicht das Absorptionsspektrum einer Lösung messen, davon die dem Wasser zukommende Absorption subtrahieren, und nun schließen konnten, daß der Rest die der gelösten Substanz zukommende Absorption sei; denn das Wasser in der Lösung hat eine ganz andere Absorption als eine gleiche Menge reinen Wassers im freien Zustande.

1) Diese Zeitschr. **13**, 651, 1912.

Wir führten nun eine Anzahl Versuche mit verschiedenen Substanzen in Trögen aus, deren Schichtdicke wir leicht und genau einstellen konnten. Dabei verfuhren wir folgendermaßen. Wir maßen die Absorptionsspektren einer Anzahl verschiedener Substanzen. Dann maßen wir die Absorptionsspektren von Wasser in denselben Schichtdicken wie die des Wassers in den Lösungen. Wir fanden, daß bei gewissen Substanzen das Wasser undurchlässiger war als die Lösungen und bei anderen Substanzen durchlässiger. Die prozentische Durchlässigkeit, das heißt der Ausschlag des Radiomikrometers für die Lösung dividiert durch den Ausschlag für Wasser, betrug bei den erstgenannten Substanzen mehr als hundert Prozent. Reines Wasser hatte eine andere Absorption als eine gleiche Schichtdicke Wasser in der Lösung, und da sich dieser Unterschied von einer gelösten Substanz zur anderen änderte, so lag es auf der Hand, daß dies nicht das Verfahren war, das wir einzuschlagen hatten. Es würde sehr schwierig, um nicht zu sagen unmöglich, sein, die Ergebnisse zu deuten, die man erhalten würde, wenn man die Radiomikrometerausschläge für die Lösung durch jene für reines Wasser dividieren würde. Wir würden dann einfach die Durchlässigkeit der Lösung, ausgedrückt durch jene des reinen Wassers, erhalten, und das war nicht das, was wir haben wollten.

Was wir kennen lernen wollen, ist die tatsächliche Absorption oder Durchlässigkeit der Lösung und ferner die reinen Wassers in einer Schichtdicke genau gleich jener des Wassers in der Lösung. Dann würden wir diese beiden Reihen von Ergebnissen miteinander vergleichen können.

Bei diesen ersten Untersuchungen hatten wir indessen bemerkt, daß die Lösungen solcher Substanzen, die stark hydriert sind, durchlässiger sind als reines Wasser von der Schichtdicke des Wassers in den in Rede stehenden Lösungen. Lösungen nicht oder nur schwach hydrierter Substanzen sind, vorausgesetzt, daß die Substanzen selbst kein Licht absorbieren, nicht durchlässiger als reines Wasser von derselben Schichtdicke wie das Wasser in der Lösung.

Nach dieser Beobachtung würde es scheinen, daß Wasser, mit der gelösten Substanz verbunden, eine geringere Absorption für Licht hätte, als reines, unverbundenes (freies) Wasser. Um dies quantitativ nachzuprüfen, schlugen wir folgendes Verfahren ein.

Wir stellten von der in Frage stehenden Substanz eine Lösung von bekannter Konzentration her und bestimmten deren spezifisches Gewicht. Diese Lösung brachten wir in einen

Trog, der auf eine Schichtdicke von beispielsweise 22 mm eingestellt war. Einen Teil derselben Lösung taten wir dann in einen anderen Trog, der auf eine Schichtdicke von vielleicht 2 mm eingestellt war. Alsdann ließen wir Licht von einer gegebenen, bekannten Wellenlänge durch die eine Lösung hindurchgehen und verzeichneten den Ausschlag. Darauf ließen wir Licht von derselben Wellenlänge durch die andere Lösung hindurchgehen und verzeichneten gleichfalls den Ausschlag für diesen Fall. Den Ausschlag, der entstand, wenn die dickere Schicht der Lösung sich im Strahlengange des Lichtes befand, dividierten wir nun durch den Ausschlag, den die flachere Schicht der Lösung hervorbrachte, und dieser Quotient ergab die absolute Durchlässigkeit der Lösung bekannter Konzentration der in Frage stehenden Substanz für eine Schichtdicke von 20 mm. Dieses Verfahren wiederholten wir in den verschiedenen Teilen des Spektrums und änderten dabei die Wellenlänge des Lichtes von einer Ablesung zur anderen nur um einen kleinen Betrag. Wir schickten immer das Licht irgendeiner gegebenen Wellenlänge durch die eine Lösung und dann sogleich durch die andere Lösung von anderer Schichtdicke. Der Zweck, den wir damit verfolgten, daß wir dieselbe Lösung in zwei Schichtdicken benutzten und dann den seitens der dickeren Schicht hervorgerufenen Ausschlag durch jenen dividierten, den wir erhielten, wenn wir die dünnere Schicht in den Gang der Lichtstrahlen brachten, dieser Zweck war, etwaige Reflexionswirkungen von seiten des Glases auszuschalten, das die Tröge mit den Lösungen begrenzte, sowie ferner, etwaige Änderungen in der Gesamtmenge der durch die Lösung gesandten Energie auszuschalten, die durch geringe Intensitätsänderungen des Nernstkörpers entstehen konnten.

Aus dem spezifischen Gewicht der Lösung und ihrer bekannten Konzentration konnten wir leicht die Wassermenge in einer Schicht der Lösung von beispielsweise 21 mm Dicke berechnen. In ähnlicher Weise konnten wir auch die Wassermenge in einer 1 mm dicken Schicht berechnen. Alsdann führten wir Wasser in die beiden Tröge ein und stellten die Tröge so ein, daß der Unterschied der Schichtdicken zwischen beiden genau gleich der Schichtdicke des Wassers in der 20 mm dicken Schicht der Lösung war.

Darauf wurde der Ausschlag für das Wasser in dem tieferen Trog bei irgendeiner gegebenen Lichtwellenlänge abgelesen und unmittelbar danach der Ausschlag, der auftrat, wenn das Licht durch den flacheren Trog hindurchgeschickt wurde. Der bei der tieferen Schicht beobachtete Ausschlag wurde durch den bei der flacheren Schicht beobachteten dividiert. Dieses Verfahren wurde in der eben beschriebenen Weise für die verschiedenen Wellenlängen wiederholt. Hieraus ergab sich die absolute Durchlässigkeit des Wassers in einer Schichtdicke, die genau gleich der Dicke der Wasserschicht in der in Frage stehenden Lösung war.

Die vorstehend erwähnten Ergebnisse für die Lösung haben wir in einer Kurve verzeichnet und die Ergebnisse für Wasser bei derselben Schichtdicke wie das Wasser in der Lösung in einer zweiten Kurve. Wir nahmen dabei die Wellenlängen zu Abszissen und die Durchlässigkeiten zu Ordinaten. Eine Vergleichung der beiden Kurven zeigt sofort, ob Wasser in freiem, nicht verbundenem Zustande durchlässiger ist, oder dieselbe Wasserschicht in der in Frage kommenden Lösung.

Die Daten, die wir erhielten, wenn wir die mit der dickeren Lösungsschicht erhaltenen Ausschläge durch die mit der flacheren Schicht gewonnenen dividierten, haben wir auch in den nachstehenden Tabellen angegeben, und ebenso die entsprechenden Daten für Wasser. Auf Grund eben dieser Daten sind die hier (S. 284 ff.) mitgeteilten Kurven gezeichnet worden.

Die untersuchten Substanzen wurden unter dem Gesichtspunkt ihres Vermögens ausgewählt, Solvate zu bilden oder sich mit dem Lösungsmittel zu verbinden, in dem sie aufgelöst wurden. Bei allen in der vorliegenden Arbeit verzeichneten Untersuchungen war das benutzte Lösungsmittel Wasser. Wir waren auf dieser Stufe der Untersuchung praktisch auf solche Substanzen beschränkt, die an und für sich geringes oder gar kein Absorptionsvermögen für Licht besitzen. Wir waren auf solche Substanzen beschränkt, die einerseits im sichtbaren Teile des Spektrums farblos sind, und andererseits in den Gebieten, in denen die Absorptionsbanden des Wassers auftreten, wenig oder gar keine Absorption besitzen.

Als Substanzen mit geringem oder gar keinem Vermögen, Hydrate zu bilden, wählten wir Kalium- und Ammoniumsalze. Die untersuchten Kaliumsalze waren das Chlorid und das Nitrat. Ferner untersuchten wir Ammoniumchlorid und Ammoniumnitrat. Als Salze mit starkem Vermögen, Hydrate zu bilden, wählten wir Kalziumchlorid, Magnesiumchlorid und Aluminiumsulfat. Ältere Arbeiten, die im hiesigen Institut mit Hilfe der Gefrierpunktsmethode ausgeführt worden waren, bald nachdem Jones die Solvattheorie der Lösungen aufgestellt hatte, hatten gezeigt, daß diese Salze zu den am stärksten hydrierten Substanzen gehören, die wir kennen.

Wie aus den nachstehenden Angaben er-

Tabelle I.

λ	KCl 4 norm. I/I_0	H_2O	NH_4Cl 4 norm. I/I_0	H_2O	NH_4NO_3 3,12norm. I/I_0	H_2O
710	97	97	92	98	95	98
724	96	95	91	96	97	98
741	95	95	90	92	96	96
760	93	95	85	92	91	95
776	92	95	85	88	92	94
798	94	95	88	95	91	95
818	92	95	87	95	92	96
836	94	93	87	95	91	94
855	91	90	86	93	89	92
878	92	90	86	91	90	93
900	90	89	84	87	89	88
922	87	86	82	86	85	90
947	82	84	79	82	82	83
958	77	78	73	72	73	79
964	75	73	69	70	70	71
969	65	65	64	63	65	67
974	58	56	57	58	58	59
979	51	50	52	52	50	54
982	47	46	45	46	44	46
985	41	45	43	43	40	44
991	39	43	41	43	39	43
1007	39	43	41	42	39	44
1013	40	42	39	44	41	44
1019	42	46	40	46	42	44
1025	41	42	44	49	45	48
1032	49	49	44	49	48	49
1037	53	52	50	55	52	53
1042	56	56	53	58	55	55
1046	59	60	57	57	57	60
1059	63	62	58	65	60	65
1065	68	67	62	67	64	65
1072	71	68	64	68	66	69
1078	74	72	67	67	66	72
1085	75	73	67	66	68	74
1100	77	75	68	72	69	78
1113	76	76	69	72	69	78
1138	75	72	68	70	68	72
1148	70	69	64	65	64	71
1158	64	63	62	64	59	64
1165	58	59	58	58	56	60
1172	52	51	50	50	53	52
1179	42	40	40	40	38	41
1186	29	28	29	26	29	30
1193	18	19	19	19	18	19
1200	13	16	14	13	12	17
1206	10	12	12	13	9	13
1213	10	11	10	12	9	13
1220	10	11	10	11	9	12
1227	10	11	10	11	9	12

sichtlich sein wird, verwandten wir von jeder einzelnen Lösung jeder der untersuchten Substanzen zwei Schichtdicken. Der Zweck dieser Maßregel war, die beiden wichtigsten Wasserbanden in dem untersuchten Spektralgebiet hervortreten zu lassen. Das war durch die Untersuchung nur einer Schichtdicke der Lösung nicht möglich, denn die Schichtdicke, die notwendig und hinreichend war, um die eine dieser Wasserbanden deutlich hervortreten zu lassen, hob die andere nicht in der gewünschten Weise hervor. Dadurch, daß wir die beiden Schichtdicken der Lösung anwandten und jede von ihnen in der oben beschriebenen Weise, d. h. nach der Differentialmethode, untersuchten, waren wir in der

Tabelle II.

λ	KCl 4 norm. I/I_0	H_2O	NH_4Cl 4 norm. I/I_0	H_2O	NH_4NO_3 3,12norm. I/I_0	H_2O
1085	85	86	79	87	81	88
1100	87	88	80	92	81	93
1113	86	87	79	86	84	86
1138	81	85	79	84	81	84
1148	79	82	77	84	78	84
1158	80	79	74	81	76	81
1165	76	77	71	77	72	77
1172	72	71	66	70	67	70
1179	64	62	59	62	61	62
1186	51	51	52	50	50	50
1193	41	43	42	44	40	44
1200	35	38	37	40	34	40
1206	37	36	35	37	32	37
1213	30	34	30	36	32	36
1220	30	35	29	35	34	35
1227	30	34	30	35	32	35
1233	30	33	28	35	31	35
1241	30	34	29	34	31	34
1248	31	34	28	33	31	33
1250	33	34	30	34	32	34
1255	34	35	30	36	32	36
1268	34	35	31	37	32	37
1270	37	37	31	38	32	38
1285	38	38	33	38	33	38
1295	39	38	32	38	33	38
1300	41	38	32	39	34	39
1308	42	39	32	41	35	41
1316	41	39	32	40	34	40
1323	42	37	32	38	34	38
1330	40	37	32	37	33	37
1338	40	35	30	35	31	35
1346	36	33	28	36	30	36
1352	34	29	26	29	27	29
1358	29	26	23	27	25	27
1365	25	22	21	23	21	23
1372	20	18	17	20	17	20
1387	13	12	12	11	10	11
1404	7	7	7	8	7	8
1418	3	4	4	3	3	3
1430	2	2	3	2	2	2
1445	0	0	0	1	1	1

Lage, die beiden Wasserbanden zu untersuchen, und zwar einmal so, wie sie durch das reine Lösungsmittel erzeugt wurden, das andere Mal so, wie sie durch die Lösung entstanden.

In den beigefügten Tabellen sind in den mit „λ“ überschriebenen Spalten die Wellenlängen des durch die Lösung hindurchgehenden Lichtes angegeben, in den mit „I/I_0“ überschriebenen Spalten die prozentische Durchlässigkeit einerseits der Lösung, andererseits des Wassers in einer Schicht, deren Dicke genau gleich jener des Wassers in der Lösung ist.

Die Ordinaten der Kurven geben, wie bereits erwähnt, die prozentische Durchlässigkeit und die Abszissen die Wellenlänge wieder.

In der Tabelle I war die Schichtdicke aller Lösungen der Unterschied zwischen 21 mm und 1 mm, also 20 mm. Die Schichtdicke des Wassers war in jedem Falle dieselbe wie die des Wassers in der betreffenden Lösung.

Die Schichtdicke der nachstehend verzeich-

neten Lösungen war der Unterschied zwischen 11 mm und 1 mm, also 10 mm. Die benutzte Schichtdicke des Wassers war in jedem Falle dieselbe wie die des Wassers in der Lösung.

In Tabelle II war die Schichtdicke der benutzten Lösung nur halb so groß wie in Tabelle I. Der Zweck dieser Maßregel war, die zweite Wasserbande recht deutlich hervortreten zu lassen.

Die Schichtdicke der nachstehend (Tabelle III) aufgeführten Lösungen war der Unterschied zwischen 21 mm und 1 mm, also 20 mm. Die Dicke der benutzten Wasserschicht war in jedem Falle dieselbe wie die Schichtdicke des Wassers in der Lösung.

Tabelle III.

λ	$CaCl_2$ 5,38norm. I/I_0	H_2O	$MgCl_2$ 4,96norm. I/I_0	H_2O	$Al_2(SO_4)_3$ 1,02 norm. I/I_0	H_2O
710	94	98	95	98	95	93
724	92	98	98	98	95	95
741	90	95	95	98	94	93
760	87	94	94	98	92	93
776	88	93	92	97	93	95
798	91	96	93	94	92	90
818	93	99	90	90	93	92
836	92	97	92	95	92	92
855	90	93	91	90	90	91
878	90	90	91	93	91	90
900	89	92	88	92	89	90
922	86	91	88	91	85	86
947	87	84	84	86	82	81
958	78	79	76	78	76	73
964	75	73	82	76	72	66
969	70	68	75	69	68	61
974	65	62	68	65	64	55
979	59	53	61	56	58	48
982	51	49	48	51	53	42
985	48	49	54	45	51	40
991	44	46	48	49	47	39
1007	42	46	46	48	46	38
1013	42	46	45	50	46	39
1019	43	49	44	51	44	40
1025	47	50	46	44	46	43
1032	52	53	51	54	46	45
1037	55	55	52	56	52	50
1042	58	59	56	58	53	53
1046	62	62	59	65	55	55
1059	66	65	63	67	55	58
1065	71	70	69	70	62	63
1072	74	72	71	75	60	65
1078	75	74	71	76	64	69
1085	78	76	76	79	65	70
1100	80	77	78	79	67	72
1113	79	78	80	81	67	74
1138	77	75	77	78	64	67
1148	74	71	75	77	60	65
1158	69	65	73	73	57	55
1165	66	62	65	65	55	53
1172	61	52	61	58	50	43
1179	54	41	52	44	45	34
1186	42	30	43	32	34	22
1193	32	21	32	24	25	15
1200	22	17	23	18	20	12
1206	16	16	18	17	16	10
1213	13	15	16	18	14	9
1220	12	13	14	15	11	10
1227	12	13	14	16	12	8

In der folgenden Tabelle IV war die benutzte Schichtdicke der Unterschied zwischen 11 mm und 1 mm, also 10 mm. Durch die Verwendung der geringeren Schichtdicke beabsichtigten wir, bei den hydrierten Salzen die zweite Wasserbande deutlicher hervortreten zu lassen.

Tabelle IV.

λ	$CaCl_2$ 5,38norm. I/I_0	H_2O	$MgCl_2$ 4,96norm. I/I_0	H_2O	$Al_2(SO_4)_3$ 1,02 norm. I/I_0	H_2O
1085	84	84	82	84	79	82
1100	84	84	83	84	78	81
1113	84	86	83	84	78	84
1138	86	85	82	83	77	83
1148	82	83	79	80	75	80
1158	80	79	77	77	73	77
1165	78	76	77	75	70	73
1172	76	72	74	70	66	69
1179	72	65	71	64	63	58
1186	63	55	62	52	55	48
1193	54	45	56	46	49	39
1200	45	40	48	42	43	34
1206	38	39	42	40	38	30
1213	35	39	39	38	36	29
1220	33	36	37	38	34	28
1227	32	36	36	38	32	28
1233	31	35	34	37	32	28
1241	32	35	34	34	31	28
1248	32	35	34	37	31	28
1250	33	35	34	38	31	28
1255	33	37	34	38	31	28
1268	35	38	33	38	30	29
1270	37	39	34	39	30	30
1285	38	40	35	40	30	31
1295	40	40	35	40	30	32
1300	42	41	36	41	30	32
1308	42	41	37	42	30	33
1316	45	41	39	42	30	33
1323	47	40	39	41	28	33
1330	46	39	40	40	27	32
1338	45	37	38	38	27	30
1346	42	35	38	36	24	27
1352	40	32	34	33	22	24
1358	37	29	33	30	20	21
1365	33	25	29	26	18	19
1372	29	21	25	22	15	15
1387	19	13	18	15	10	9
1404	12	10	12	11	7	5
1418	7	6	7	9	4	3
1430	3	3	4	3	2	2
1445	2	1	1	1	1	1

Wenn Salze, die in wässeriger Lösung stark hydriert sind, nicht sehr konzentriert sind, so ist der Unterschied zwischen der Durchlässigkeit der Salzlösung und jener des Wassers in derselben Schichtdicke wie das Wasser in der Lösung nicht so ausgeprägt. Das war gerade zu erwarten, denn die Gesamtmenge des mit dem gelösten Salze verbundenen Wassers wächst mit der Konzentration der Lösung. Die in der nachstehenden Tabelle enthaltenen Angaben lassen diese Tatsache deutlich erkennen.

Die Schichtdicke der einzelnen Lösungen,

Tabelle V.

λ	$CaCl_2$ 2,69norm. I/I_0	H_2O	$MgCl_2$ 2,48norm. I/I_0	H_2O	$Al_2(SO_4)_3$ 0,508norm. I/I_0	H_2O
710	96	94	95	95	97	96
724	95	96	93	96	98	96
741	95	95	90	95	95	93
760	94	96	92	95	95	95
776	93	97	93	95	95	95
798	90	98	91	95	96	96
818	93	97	91	93	95	96
836	91	96	89	93	93	95
855	91	92	88	92	92	92
878	90	92	84	90	90	91
900	88	90	84	88	89	86
922	89	92	81	86	82	85
947	82	86	78	83	78	80
958	75	79	72	76	73	75
964	70	74	70	73	68	69
969	65	69	62	64	62	62
974	58	61	58	58	57	54
979	50	52	50	51	50	46
982	44	47	46	46	46	42
985	40	43	42	43	43	40
991	39	41	40	41	41	39
1007	38	40	41	42	40	40
1013	39	42	40	44	40	40
1019	40	43	40	44	41	41
1025	43	45	44	41	43	43
1032	45	47	47	44	45	46
1037	48	50	50	46	47	48
1042	51	52	52	48	49	49
1046	56	56	56	54	53	54
1059	61	59	58	55	60	59
1065	65	64	64	62	59	62
1072	69	67	67	64	63	65
1078	70	69	69	67	65	69
1085	72	72	72	68	68	72
1100	73	73	73	71	69	73
1113	72	74	74	72	68	74
1138	72	74	74	70	67	72
1148	66	69	69	67	64	67
1158	67	62	62	60	58	62
1165	57	58	58	58	54	54
1172	52	51	53	52	47	46
1179	46	39	42	42	39	35
1186	30	27	31	27	28	25
1193	20	19	21	20	20	16
1200	13	14	15	15	14	12
1206	12	11	12	13	12	10
1203	11	11	12	12	11	10
1220	11	10	11	11	11	10
1227	10	9	10	10	10	9

für welche die Ergebnisse in der obenstehenden Tabelle V verzeichnet sind, war der Unterschied zwischen 21 mm und 1 mm, also 20 mm. Die Ergebnisse sind daher mit den in der Tabelle III verzeichneten vergleichbar, und der Unterschied liegt in der Konzentration der benutzten Lösungen. Ein Blick auf die Tabelle wird zeigen, daß der Unterschied zwischen der Durchlässigkeit der Lösung und jener des Wassers bei derselben Schichtdicke wie die des Wassers in der Lösung bei den verdünnteren Lösungen viel geringer ist als bei den konzentrierteren. Wie wir bereits betont haben, entspricht dies durchaus den Erwartungen, die man auf Grund der Solvattheorie bei deren Anwendung auf den in Rede stehenden Vorgang hegen muß.

Wir haben beträchtliche Arbeit darauf verwandt, die Durchlässigkeit einer Lösung direkt mit jener von Wasser in derselben Schichtdicke wie das Wasser in der betreffenden Lösung zu vergleichen. Der Ausschlag des Radiomikrometers, den die Lösung hervorruft, ist in der Spalte mit der Überschrift „I sol." verzeichnet, und der Ausschlag, den Wasser von derselben Schichtdicke wie das Wasser in der Lösung hervorbringt, in der Spalte mit der Überschrift „I_0, H_2O".

Tabelle VI.

λ	I sol. $Al_2(SO_4)_3$	I_0, H_2O	I sol. KCl	I_0, H_2O
710	50	51	53	53
724	58	58	56	56
741	62	63	67	68
760	72	72	77	77
776	75	76	88	90
798	83	83	98	99
818	82	82	108	109
836	93	94	116	116
855	97	97	124	124
878	105	105	129	130
900	105	105	140	138
922	112	112	140	140
947	113	113	142	142
958	109	106	136	136
964	107	100	129	125
969	104	93	118	116
974	98	83	108	106
979	93	73	92	92
982	82	66	83	83
985	80	64	78	80
991	78	62	78	80
1007	78	65	78	81
1013	74	65	81	85
1019	77	68	84	88
1025	80	75	96	96
1032	84	77	100	101
1037	91	84	112	108
1042	92	92	119	116
1046	99	99	125	120
1059	105	105	141	136
1065	109	112	150	145
1072	114	119	159	153
1078	118	125	164	158
1085	122	132	168	164
1100	128	140	176	172
1113	129	142	178	175
1138	127	142	174	170
1148	123	131	164	162
1158	112	118	161	159
1165	108	111	157	154
1172	99	94	132	126
1179	87	74	107	100
1186	68	49	73	66
1193	54	35	50	48
1200	42	26	34	36
1206	35	23	29	32
1213	30	21	25	30
1220	28	20	24	29
1227	26	19	24	28
1241	24	19	23	26
1255	23	18	25	27

Die für Aluminiumsulfat mit einer Konzentration von 1,02 normal und für Kaliumchlorid von 4 normal gewonnenen Ergebnisse sind in der vorstehenden Tabelle VI enthalten. Die benutzte Schichtdicke der Lösung war 20 mm, und die Schichtdicke des Wassers war die des Wassers in der betreffenden Lösung.

Im weiteren Verfolg unserer Untersuchung wiederholten wir die Messungen mit dem Radiomikrometer fast für jede Lösung aller untersuchten Substanzen bei den verschiedenen untersuchten Wellenlängen. Es ergab sich, daß die Ablesungen für die verschiedenen Lösungen derselben Substanz bei derselben Konzentration für eine gegebene Wellenlänge bis auf etwas weniger als 2 v. H. voneinander abwichen. Hiernach erscheint die Annahme berechtigt, daß der Fehler bei unseren Untersuchungen nicht größer war als 2 v. H.

Eine Durchsicht der Tabellen, welche die Werte für Kaliumchlorid, Ammoniumchlorid und Ammoniumnitrat enthalten, also für solche Substanzen, die, wie nach der Gefrierpunktsmethode nachgewiesen worden war, sich in wässerigen Lösungen mit sehr wenig Wasser verbinden, eine solche Durchsicht zeigt, daß bei allen untersuchten Wellenlängen die Lösung und eine Wasserschicht von der Dicke des in der Lösung enthaltenen Wassers praktisch dieselbe Durchlässigkeit haben. Die gelöste Substanz verbindet sich nicht mit dem Lösungswasser, und das Wasser in der Lösung hat auf Licht fast genau dieselbe Wirkung, die ebensoviel reines Wasser haben würde. Das ist genau das, was wir auf Grund unserer Kenntnisse über die Absorption des Lichtes seitens gelöster Substanzen und seitens des Lösungsmittels erwarten müssen. Als wir diese Arbeit in Angriff nahmen, vermuteten wir, daß das Wasser in der Lösung, einerlei, ob es mit der gelösten Substanz verbunden war oder nicht, dasselbe Absorptionsvermögen für Licht haben würde wie ebensoviel reines Lösungswasser. Wir werden nunmehr sehen, daß dies nicht der Fall ist.

Die Ergebnisse für die obengenannten Substanzen haben wir nicht in Gestalt von Kurven aufgezeichnet, weil die Kurve für Wasser und die für die Lösung praktisch miteinander zusammenfallen würden, da die gelöste Substanz innerhalb des bei dieser Untersuchung betrachteten Wellenlängengebietes eine sehr geringe Absorption besitzt.

Wenden wir uns nun den Daten in den Tabellen III und IV zu, so zeigen sich ganz andere Beziehungen. Diese Daten betreffen Kalziumchlorid, Magnesiumchlorid und Aluminiumsulfat, also solche Salze, die — wie die früheren Untersuchungen im hiesigen Institut[1]) dargetan haben — in wässerigen Lösungen stark hydriert werden. In diesen Fällen ist die Lösung oft durchlässiger als dieselbe Menge Wasser, die in der Lösung enthalten ist.

Um diese Beziehungen deutlicher hervortreten zu lassen, haben wir die für die vorgenannten Salze gewonnenen Ergebnisse in den Fig. 1 bis 6 als Kurven dargestellt.

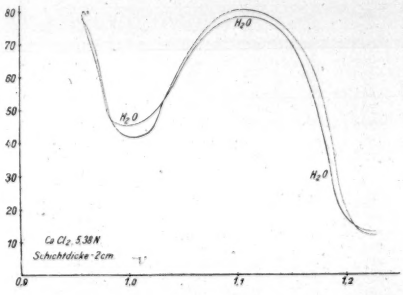


Fig. 1.

Fig. 1 ist die Kurve für Kalziumchlorid bei einer Schichtdicke von 20 mm. Diese wurde erhalten durch Division des von einer 21 mm dicken Schicht der Lösung hervorgebrachten Ausschlags durch den von einer 1 mm dicken Schicht erzeugten. In demselben Bilde sehen wir die Kurve für Wasser in einer Schichtdicke gleich der Dicke der Wasserschicht in dem Kalziumchlorid. Diese Kurve für Wasser wurde ebenfalls nach der Differentialmethode gewonnen, das heißt mittels Division der durch die dickere Schicht der Lösung erzeugten Ausschläge durch die mit der flacheren Schicht erhaltenen, wobei der Unterschied in der Schichtdicke des Wassers in beiden Fällen genau gleich der Schichtdicke des Wassers in einer 20 mm dicken Schicht der in Frage kommenden Lösung war.

Fig. 2 ist die Kurve für Kalziumchlorid bei einer Schichtdicke von 11 — 1 mm, also 10 mm. Die Daten, nach denen diese Kurve gezeichnet wurde, sind in Tabelle IV enthalten. Die geringere Schichtdicke der Lösung wurde angewandt, damit die Wasserbande zwischen 1,2 μ und 1,3 μ deutlicher herauskäme. Die Ergebnisse für diese Lösung sind, gerade wie die für alle übrigen Lösungen, mit der Absorption einer Wasserschicht von gleicher Dicke wie das Wasser in der Lösung verglichen. Die Absorption des Wassers wurde in diesem Falle,

1) Carnegie Institution of Washington, Publ. Nr. 60.

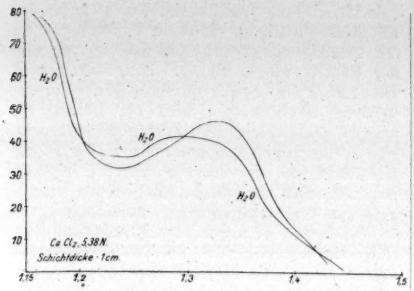


Fig. 2.

wie in allen übrigen, nach der „Differentialmethode" erhalten.

Fig. 3 ist die Kurve für Magnesiumchlorid bei einer Schichtdicke von 21 — 1 = 20 mm

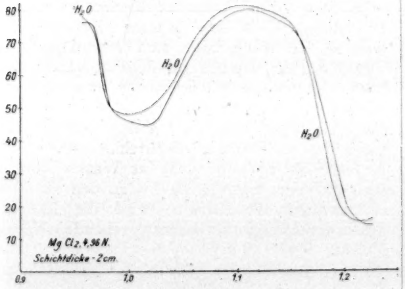


Fig. 3.

mit der zugehörigen Kurve für Wasser. Die Daten, nach denen diese Kurven gezeichnet worden sind, sind in Tabelle III enthalten.

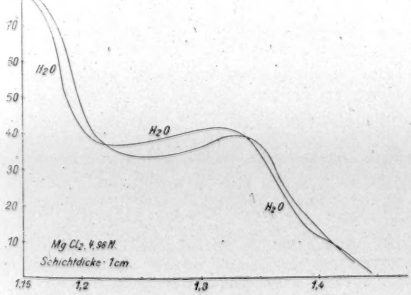


Fig. 4.

Fig. 4 ist die Kurve für Magnesiumchlorid bei einer Schichtdicke von 1 cm, ebenfalls nach der „Differentialmethode" gewonnen. Diese Daten sind der Tabelle IV entnommen.

Fig. 5 ist die Kurve für Aluminiumsulfat bei einer Schichtdicke von 21 — 1 = 20 mm

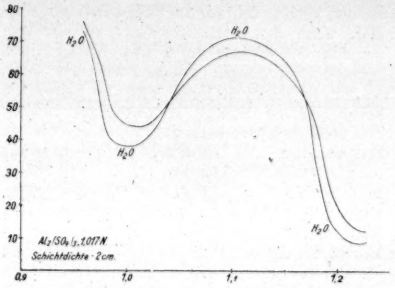


Fig. 5.

nebst der zugehörigen Absorptionskurve für Wasser.

Fig. 6 ist die Kurve für Aluminiumsulfat in einer Schichtdicke von 11 — 1 = 10 mm nebst der zugehörigen Kurve für Wasser.

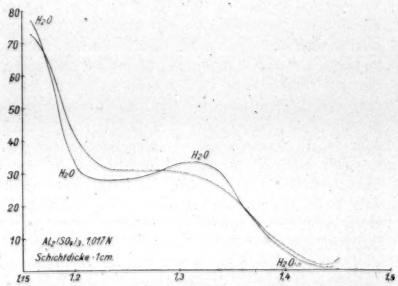


Fig. 6.

Fig. 1 zeigt das Verhältnis zwischen der Absorption des Wassers und jener der Kalziumchloridlösung bei einer Konzentration von 5,3 normal für eine Schichtdicke von 20 mm. Die zugehörige Wasserkurve ist überall durch das Symbol „H_2O" gekennzeichnet. Die Lösung ist von 0,9 μ bis nahezu 1 μ die durchlässigere. Dann wird für ein kurzes Wellenlängengebiet das Wasser durchlässiger. Von 1,05 μ bis 1,2 μ ist die Lösung durchlässiger. In diesem Gebiet wird die Lösung bis zu 25 v. H. durchlässiger als das reine Wasser, wie man sieht, wenn man

die Punkte auf der „Wasserkurve“ mit den entsprechenden Punkten auf der Kurve für die Lösung vergleicht, die senkrecht über den Punkten auf der Wasserkurve liegen. Erst am Anfang der „Wasserbande“ — die eine Wellenlänge von annähernd 1 μ hat — oder nahe daran, wird das Wasser merklich durchlässiger. Das ist der Effekt, den wir zu finden erwarten würden, wenn die gelöste Substanz auf die Absorption des Lichtes durch das Wasser einen „dämpfenden“ Einfluß ausüben würde.

Es sei daran erinnert, daß die Salze, die keine Hydrate bilden, in wässeriger Lösung praktisch dieselbe Absorption aufweisen wie die entsprechende Wassermenge. Es würde daher vernunftgemäß erscheinen, die Unterschiede zwischen nicht hydratbildenden und stark hydratbildenden Salzen als Folge des Hydratwassers, oder im vorliegenden Falle des Wassers zu erklären, das mit dem Kalziumchlorid verbunden ist.

Die Kurven in Fig. 2 gelten für eine geringere Schichtdicke derselben Kalziumchloridlösung. Diese Figur läßt dieselben Beziehungen erkennen wie Fig. 1. Die Wasserkurve liegt im Gebiet von 1,25 μ oberhalb der Kurve für die Lösung, ein Zeichen dafür, daß in diesem Gebiet bei der flacheren Schichtdicke das Wasser durchlässiger ist als die Lösung. Was diese Figur weiter zur Erscheinung bringt, ist die Wasserbande im Gebiete von 1,4 μ bis 1,5 μ. Nachdem die früher genannte Wasserbande durchschritten ist, wird die Lösung durchlässiger als das Wasser und bleibt durchlässiger, bis die Wellenlänge 1,42 μ erreicht wird. Hier sind die Lösung sowohl wie das Wasser praktisch undurchlässig, was sich dadurch zeigt, daß sich beide Kurven der Abszissenachse nähern.

Die Kurve für Magnesiumchlorid in einer Schichtdicke von 20 mm ist fast genau eine Wiederholung der Kurve für Kalziumchlorid bei derselben Schichtdicke. Praktisch der einzige erwähnenswerte Unterschied liegt im Gebiete von 1,0 μ bis 1,1 μ. Im Falle des Magnesiumchlorids bleibt das Wasser in diesem Wellenlängengebiet durchlässiger; im Falle des Kalziumchlorids ist die Lösung in diesem Gebiet durchlässiger. Der Unterschied zwischen der Durchlässigkeit des Wassers und jener der Lösung ist indessen in diesem ganzen Gebiet nicht sehr groß. Von 1,1 μ an in der Richtung größerer Wellen, wenn wir den absteigenden Arm der Kurve zur zweiten Wasserbande hin verfolgen, wird das Wasser im Falle des Magnesiumchlorids wie in jenem des Kalziumchlorids weit durchlässiger als die Lösung, und zwar sind die Unterschiede hier von derselben Größenordnung wie beim Kalziumchlorid.

Fig. 4 gibt die Ergebnisse für Magnesiumchlorid bei einer Schichtdicke von 1 cm wieder. Es gelten in Fig. 4 dieselben Beziehungen für das Durchlässigkeitsverhältnis des Wassers und der Lösung wie in Fig. 3. Das Wasser wird von 1,22 μ bis 1,34 μ durchlässiger. Für die größeren Wellenlängen wird die Lösung bis jenseits des Gebietes von 1,41 μ durchlässiger. Für Wellenlängen von mehr als 1,41 μ ist die Durchlässigkeit der Lösung wie des Wassers praktisch null, das heißt, sie werden für die größeren Wellenlängen beide undurchlässig.

Die in Fig. 5 dargestellten Ergebnisse lassen einige neue interessante und wichtige Punkte erkennen. Es sind dies die Ergebnisse, die mit Aluminiumsulfat erhalten wurden. Was die Kurve für Aluminiumsulfat gegenüber jenen für Kalziumchlorid und Magnesiumchlorid Neues zeigt, ist der Umstand, daß bei dem Minimum der Kurve, das der Wellenlänge 1 μ entspricht, die Lösung durchlässiger ist als die entsprechende Wasserschicht. Jenseits der Wellenlänge 1,04 μ wird beim Aluminiumsulfat ebenso wie beim Magnesiumchlorid das Wasser durchlässiger. Jenseits der Wellenlänge 1,06 μ wird im vorliegenden Falle, wie beim Magnesiumchlorid und beim Kalziumchlorid, die Lösung durchlässiger.

Wenden wir uns nun der Fig. 6 zu, so sind die Beziehungen folgende: In dem Gebiete von 1,2 μ ist das Wasser undurchlässiger. Von 1,209 μ bis 1,306 μ wird das Wasser durchlässiger. Von 1,306 μ ab bis zu den größten untersuchten Wellenlängen wird die Lösung wieder durchlässiger als die entsprechende Wasserschicht.

Eine Betrachtung aller bisher gewonnenen Ergebnisse in betreff dieses Problems führte uns zu dem Schlusse, daß die größere Durchlässigkeit der Lösung im Vergleich zum Wasser in der Lösung auf irgendwelcher Einwirkung der gelösten Substanz auf das Lösungswasser beruhen muß. Es bleibt nun die Frage: Welches ist diese Wirkung?

Aus unseren früheren Untersuchungen über die Absorptionsspektren von Lösungen, die während der letzten acht Jahre im hiesigen Institut ununterbrochen fortgesetzt worden sind, haben wir ersehen, daß das Lösungsmittel auf das Vermögen der gelösten Substanz, Licht zu absorbieren, eine ausgeprägte Wirkung ausüben kann. Das haben zuerst Jones und Anderson[1]) nachgewiesen, und seither haben Jones und Strong[2]) eine große Anzahl von Beispielen für diese Wirkung gefunden. Wir deuteten die Wirkung des Lösungsmittels auf

1) Carnegie Institution of Washington, Publ. Nr. 110.
2) Carnegie Instttution of Washington, Publ. Nr. 130 und 160.

das Lichtabsorptionsvermögen der gelösten Substanz als Folge einer Verbindung zwischen einem Teile der vorhandenen Flüssigkeit und der gelösten Substanz. Dadurch waren wir in der Lage, eine große Anzahl von Tatsachen zu erklären, die zum ersten Male durch die in diesem Institute ausgeführten Untersuchungen über die Absorptionsspektren von Lösungen ans Licht gebracht worden waren. Viele der Erscheinungen, die auf diese Weise erklärt wurden, schienen durch keine andere bisher aufgestellte Annahme erklärt werden zu können. Mit einem Worte: Die Solvattheorie, die Jones vor ungefähr zwölf Jahren[1]) als Ergänzung zur Theorie der elektrolytischen Dissoziation aufgestellt hat, damit wir eine Theorie der realen Lösungen erhielten, wie wir sie im Laboratorium verwenden, und nicht einfach eine Theorie idealer Lösungen, als welche die Theorie der elektrolytischen Dissoziation für sich allein angesehen werden muß, diese Solvattheorie hat für die Erklärung der Erscheinungen gute Dienste geleistet, die man bisher in betreff der Absorption von Licht durch Lösungen gelöster Substanzen beobachtet hat.

Wir sind geneigt, die in der vorliegenden Arbeit verzeichneten Erscheinungen mit Hilfe derselben Theorie zu erklären. Bei Lösungen solcher Stoffe, die, wie nach ganz verschiedenen Methoden nachgewiesen worden ist, nicht in irgendwie merklichem Maße Hydrate bilden, ist die Lichtabsorption seitens der Lösung und seitens einer Wasserschicht, die an Dicke der Wassermenge in der Lösung gleichkommt, nahezu bis auf die Versuchsfehlergrenzen dieselbe.

Bei solchen Stoffen indessen, die nachgewiesenermaßen komplexe Hydrate bilden, ist die Lichtabsorption seitens ihrer Lösungen und seitens einer Wasserschicht von gleicher Dicke wie das Wasser in der Lösung sehr verschieden. Das Wasser ist bei diesen Lösungen gewöhnlich für Licht undurchlässiger als die Lösung, oder, um dasselbe mit anderen Worten auszudrücken, eine Lösung ist durchlässiger als das Wasser, das in der Lösung vorhanden ist.

Die vernünftigste Erklärung dieser Erscheinung scheint uns die zu sein, daß der Teil des Wassers, der mit der gelösten Substanz verbunden ist, ein geringeres Lichtabsorptionsvermögen hat als reines, freies, unverbundenes Wasser. Die Tatsache, daß wir imstande sind, den Unterschied zwischen dem Wasser in der Lösung und reinem Wasser durch seine Wirkung auf Licht zu entdecken, betrachten wir als gutes Beweismaterial zugunsten der Auffassung, daß das Wasser in der Lösung von reinem, freiem Wasser verschieden ist. Dieser Unterschied läßt sich unseres Erachtens leicht dadurch erklären, daß ein Teil des in der Lösung vorhandenen Wassers mit der gelösten Substanz verbunden ist.

Wir haben ähnliche Untersuchungen mit Aluminiumnitrat angestellt, aber die Konzentration der stärksten Lösung, die wir erhalten konnten, war nicht stark genug, um die in Frage stehende Erscheinung zu zeigen. Wir nehmen deshalb die mit dieser Substanz erhaltenen Ergebnisse nicht mit hinzu. Daß die Lösung sehr konzentriert sein muß, um die Erscheinung, um die es sich hier handelt, deutlich zu zeigen, geht aus den in Tabelle V mitgeteilten Ergebnissen hervor. Hier sind die Lösungen der drei in Frage kommenden Salze, die wir benutzt haben, verdünnter als die, für welche die Ergebnisse in den Tabellen III und IV aufgeführt sind. Eine Durchsicht dieser Tabelle wird dartun, daß die in Rede stehende Erscheinung sich keineswegs in demselben Maße zeigt wie bei den konzentrierteren Lösungen. Dies ist genau das, was wir nach der Solvattheorie der Lösungen erwarten würden. Je konzentrierter die Lösung ist, um so größer ist die Gesamtmenge des vorhandenen Wassers, die mit der gelösten Substanz verbunden ist. Wenn eine Verbindung zwischen Wasser und der gelösten Substanz die in dieser Arbeit verzeichneten Tatsachen erklärt, dann ist die in Rede stehende Erscheinung um so stärker ausgeprägt, je größer die vorhandene Wassermenge ist, die mit der gelösten Substanz verbunden ist.

Die mit Aluminiumsulfat erhaltenen Ergebnisse lassen dieselben Tatsachen erkennen, die Kalziumchlorid und Magnesiumchlorid zeigen. Sie zeigen indessen außerdem, daß Wasser im Gebiete von 1,1 μ durchlässiger und bei 1 μ undurchlässiger ist. Daß das Sulfat nicht durchweg mit den Chloriden übereinstimmen würde, ist tatsächlich nicht überraschend; zeigen doch die Sulfate in fast allen Einzelheiten anomale Ergebnisse. Das beruht vermutlich, wenigstens zum Teil, auf der starken Polymerisation, welche die Sulfatmoleküle im allgemeinen bei Gegenwart von Wasser, selbst als Lösungsmittel, erleiden. Im Zusammenhang hiermit dürfen wir auch nicht vergessen, daß Kalziumchlorid und Magnesiumchlorid mit nur sechs Molekülen Wasser kristallisieren und daher nur stark hydriert werden, daß dagegen Aluminiumsulfat mit achtzehn Molekülen Wasser kristallisiert und daher sehr stark hydriert wird.

Die in Tabelle VI verzeichneten Ergebnisse sind, wie bereits angegeben, die Radiomikrometerausschläge für eine Lösung von Aluminiumsulfat und für Wasser von derselben Schichtdicke wie das Wasser in der betreffen-

1) Amer. Chem. Journ. **28**, 89, 1900.

den Lösung, sowie die entsprechenden Werte für Kaliumchlorid. Eine Vergleichung der beiden Spalten für Kaliumchlorid und für die entsprechende Wasserschicht zeigt, daß beide für sämtliche untersuchte Wellenlängen fast gleich durchlässig sind.

Eine Vergleichung zwischen Aluminiumsulfat und der zugehörigen Wasserschicht bringt die Erscheinung, die wir eben erörtern, in sehr ausgeprägtem Maße zur Geltung. Eben aus diesem Grunde sind diese Daten in der vorliegenden Arbeit mitgeteilt worden.

Wir müssen noch auf eine weitere Beziehung allgemeiner Natur hinweisen. Die Kurven in allen sechs Figuren zeigen, daß durch den Zusatz von Salz zu Wasser die Absorption nach größeren Wellenlängen hin verschoben wird. Das ist dem Ergebnis analog, das bereits Jones und Uhler[1]), Jones und Anderson[2]), Jones und Strong[3]) und Guy und Jones[4]) gefunden haben, als sie die Beeinflussung der Absorption von Salzen durch das vorhandene Wasser untersuchten. Es ergab sich, daß sowohl eine Temperatursteigerung als auch eine Erhöhung der Konzentration der Lösung dahin wirkte, die Absorption des Salzes nach größeren Wellenlängen hin zu verschieben. Die Wirkung einer Temperaturerhöhung und einer Steigerung der Konzentration der Lösung ging dahin, die mit den Teilchen des Salzes in Verbindung befindlichen Hydrate zu vereinfachen. Der Resonator innerhalb dieses vereinfachten Systems scheint so zu schwingen, daß die Absorptionsbanden nach Rot hin verschoben werden.

Die Wirkung des Salzes auf die Absorption des Wassers ist dieselbe wie die einer Temperaturerhöhung und einer Konzentrierung der Lösung auf die Absorption der gelösten Substanz. Wir müssen natürlich für die beiden Gruppen von Erscheinungen ähnliche Erklärungen suchen. Herr Guy hat die Vermutung ausgesprochen, daß die Wirkung des Salzes auf die Absorption des Lichtes durch Wasser auf der Zerlegung der assoziierten Wassermoleküle durch die gelöste Substanz beruhen könne. Das würde mit der von Jones und Murray[5]) gemachten Entdeckung in Einklang stehen, daß eine assoziierte Substanz, wenn sie in einer anderen assoziierten Substanz gelöst wird, deren Assoziation vermindert.

Auf Grund dieser Erklärung ist es indessen etwas schwer einzusehen, weshalb nichthydrierte Salze, wie wir sie bei der vorliegenden Untersuchung benutzt haben, nicht ebenfalls die Assoziation des Wassers vermindern und eine Verschiebung seiner Absorptionsbanden nach den größeren Wellenlängen hin verursachen. Es mag sein, daß die Wirkung der gelösten Substanz, die Assoziation des Wassers zu zerstören, nur bei Hydratwasser oder bei dem Wasser ausgeprägt ist, das mit der gelösten Substanz verbunden ist, und daß die oben gegebene Erklärung im Grunde richtig ist.

1) Carnegie Institution of Washington, Publ. Nr. 60.
2) Carnegie Institution of Washington, Publ. Nr. 110.
3) Carnegie Institution of Washington, Publ. Nr. 130 und 160.
4) Amer. Chem. Journ. **49**, 1, 1912.
5) Amer. Chem. Journ. **30**, 193, 1903.

Zum Schlusse möchten wir Herrn Dr. A. H. Pfund unseren Dank für die vielen guten Ratschläge aussprechen, die er uns während des Fortganges dieser Arbeit erteilt hat. Ferner möchten wir Herrn Dr. E. P. Wightman danken, der so freundlich war, uns die Kurven zu zeichnen.

Diese Untersuchung wurde mit Hilfe eines Stipendiums ausgeführt, das Herrn Jones seitens der Carnegie Institution of Washington in hochherziger Weise gewährt worden war.

Johns Hopkins University, im Dezember 1912.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 11. Februar 1913.)

Funkentelegraphische Empfangsversuche im Freiballon.

Von G. Lutze.

Durch das freundliche Entgegenkommen von Herrn Prof. Dr. K. Schmidt (Halle), der die Apparate des Laboratoriums für Theoret. Physik und der Phys. Versuchsstation Halle-Cröllwitz zur Verfügung stellte, sowie einen großen Teil der Unkosten deckte, war mir Gelegenheit gegeben, während zweier Ballonfahrten Messungen über die Änderung der elektromagnetischen Strahlung mit der Zunahme der Entfernung zwischen Sendestation und Ballon und der Höhe über dem Erdboden auszuführen. Dieselben sollen als vorläufige orientierende Versuche gelten und mit einer Apparatur, die mehr quantitative Resultate zu erhalten gestattet, nachgeprüft werden.

Neben den funkentelegraphischen Empfangsversuchen wurden luftelektrische und meteorologische Beobachtungen durchgeführt. Eine Veröffentlichung der hierbei erhaltenen Resultate soll in kurzem in den „Abhandlungen der Naturf.-Gesellsch. zu Halle a. S." erfolgen, wo sich ein ausführliches Protokoll der einzelnen Daten der Fahrten finden wird.

1. Form und Abmessungen der Ballonantenne.

Die Ballonantennen werden so eingerichtet, daß ein einfacher herabhängender Draht, der seiner Form nach ein starkes Strahlungsdekrement besitzt, als Wirkung auffangende Antenne dient. Um einen Spannungsknoten des schwingenden Systems in der Höhe des Ballonkorbes zu erhalten, wird die Antenne ausbalanciert durch das Gegengewicht, das seiner Form nach mehr als geschlossene Kapazität anzusprechen ist. Dieses Gegengewicht war verhältnismäßig reichlich dimensioniert. Es bestand aus 3 um den mittleren Teil des Ballons am Äquator und in je 2 m Abstand nach oben und unten parallel dazu befestigten Drahtkreisen. Der Ballon Nordhausen des Sächs.-Thür. V. f. L., Sekt. Halle, der bei beiden Fahrten benutzt wurde, faßt 1680 m³; ein Kreis hatte demnach ca. 45 m Umfang. Als Material wurde hochisolierter Gummiaderdraht benutzt, dessen Isolation hauptsächlich den Ballon vor mechanischen Beschädigungen schützen sollte. Die einzelnen Kreise waren nur durch einen Draht aus gleichem Material verbunden, der in seiner ca. 15 m langen Fortsetzung die Zuführung zum Ballonkorb bildete. Die 100 m lang herabhängende Antenne konnte auf eine, bequem am Ballonkorb zugängliche, Trommel aufgewickelt werden.

2. Meßmethode.

Als Maß für die Intensität der aufgenommenen Zeichen wurde ein Widerstand parallel zum Telephon geschaltet und so lange kontinuierlich verringert, bis Punkt und Strich der aufgenommenen Zeichen nur eben noch unterscheidbar waren. Ich möchte das bekannte Verfahren in der üblichen Weise kurz als „Parallelohmmethode" bezeichnen. Als Detektor diente eine von Telefunken gelieferte Schlömilchzelle. Über mehrere Monate erstreckte Versuche zur Verfolgung der Sendeintensität der Großstation Norddeich hatten eine gute Konstanz der Empfindlichkeit dieser Zellen erwiesen. Die Prüfung des im Ballon benutzten Detektors vor und nach der Fahrt ließ keinen Unterschied erkennen.

Die Schaltung der Empfangseinrichtung war die von Fig. 1. Die Antenne wird in der sog. „Schwungradschaltung" verwandt. Es zeigt sich bei der gewählten Anordnung der Antenne eine gute Schärfe der Abstimmung, wodurch ein leichtes Auffinden der Resonanzkapazität in dem kleinen $^4/_5$ Drehkondensator C ermöglicht ist. Die Spule S ist durch Bewickeln eines Pappzylinders mit Klingelleitungsdraht hergestellt. Die Länge des Zylinders betrug ca. 50 cm, sein Durchmesser 15 cm. Durch Anschlußstücke, die in gleichmäßigen Abständen an der Spule angebracht sind, ist eine grobe Unterteilung hergestellt. Maximal enthielt die Spule ca. 2 000 000 $cm_{el.m}$ Selbstinduktion, der Kondensator 550 $cm_{el.st.}$ Kapazität. Die Schaltung des Detektorkreises ist die übliche. C' ist ein Sperrkondensator, Z die Schlömilchzelle, T ein Kopftelephon; B ist eine einfache Taschenlampenbatterie. Bei der hier angewandten Detektorschaltung wurden der Batterie 9,2 Milli-Amp. entnommen. Zur Prüfung auf die Konstanz ihrer Spannung wurde daher eine Batterie einer $3^1/_2$stündigen Belastung mit 10 Milli-Amp. unterworfen. Die Spannung sank dabei nur um 5 Proz.

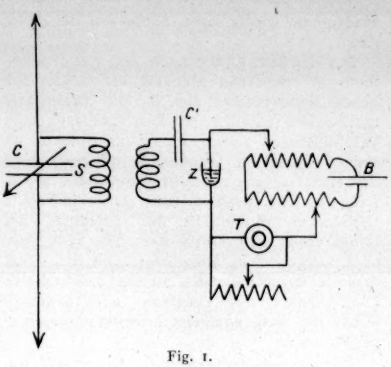


Fig. 1.

Zeit	Ström in Milli-Amp.
11^{43}	10,3
12^{11}	10,2
12^{51}	10,1
3^{22}	9,8

Am nächsten Tage wurde dieselbe Batterie mit der Schlömilchzelle etwa $^3/_4$ Stunden benutzt, danach ergab eine Schließung der Batterie über denselben Widerstand 10,0 Milli-Amp.

Zu den Messungen im Ballon wurde eine bisher ungebrauchte Batterie verwandt. Eine einfache Anordnung gestattete sofortiges Ausschalten der Batterie in den Beobachtungspausen. Die Konstanz der Batterie genügte vollauf für die bei der Parallelohmmethode erreichbare Genauigkeit. Es wurde sowohl bei Beginn der Versuche als auch bei ihrer Beendigung die Belastungsgrenze der Zelle bis zu beginnender Gasentwicklung bei derselben Einstellung des Spannungsteilers gefunden; dazu ergab eine Schließung der Batterie einen Tag nach der Benutzung über den oben genannten

Widerstand wieder einen Strom von 10,0 Milli-Amp.

Zur Deutung der nach der Parallelohmmethode erhaltenen Meßresultate mögen folgende Bemerkungen dienen. Die ankommenden Zeichen bestehen aus einem hochfrequenten Wechselstrom. Dieser wird vom Detektor in einen zerhackten Gleichstrom umgewandelt; den letzteren setze ich dem erzeugenden Hochfrequenzstrom proportional. Der zerhackte Gleichstrom durchfließt das Telephon und bringt dieses zum Ansprechen. Die vom Telephon angegebenen Tonstärken sind dem Quadrate des durchfließenden Stromes proportional. Die Angaben des Telephons sind demnach direkt der aufgenommenen Strahlungsenergie proportional.

Die Wattempfindlichkeit des Telephons kann man hiernach als proportional $\frac{1}{i_1^2 w_1}$ setzen, wenn i_1 der für eine bestimmte Lautstärke erforderliche Strom, w_1 der Widerstand des Telephons ist. Wird nun dauernd durch Parallelschalten eines Widerstandes w_2 zum Telephon

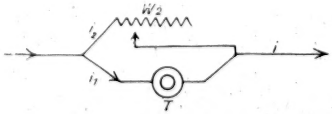


Fig. 2.

auf die gleiche Lautstärke eingestellt — in dem praktischen Falle ist es die Lautstärke, bei der eben noch der Ton des Telephons hörbar ist —, so bleibt die Energie, die in der Stromverzweigung des Telephons vorhanden ist und verbraucht wird, konstant und proportional $i_1^2 w_1$. Die gesamte Anordnung „Telephon mit Widerstand im Nebenschluß" stellt nun ein Meßinstrument dar, dessen Angaben durch Verringerung der Empfindlichkeit stets auf denselben Wert reduziert werden. Die Wattempfindlichkeit des Systems ist umgekehrt proportional

$$i^2 w = i_1^2 w_1 \frac{w_1 + w_2}{w_2},$$

oder da $i_1^2 w_1$ konstant ist:

$$i_2 w = k \frac{w_1 + w_2}{w_2}.$$

Demnach ist die Wattempfindlichkeit, nur solange der Nebenschlußwiderstand klein ist, gegen den Widerstand des Telephons direkt proportional w_2.

Die anlangende Energie ist um so größer, je kleiner die Wattempfindlichkeit der Empfangseinrichtung sein konnte, um dieselbe Lautstärke zu erzielen. Die Strahlungsenergie an einem bestimmten Orte folgt also hieraus als proportional

$$\Sigma = K \frac{w_1 + w_2}{w_2}.$$

Als Widerstand des Telephons und seines Nebenschlusses ist der Wechselstromwiderstand derselben bei einer Frequenz, welche der Unterbrechungszahl des von der Detektorzelle gelieferten intermittierenden Gleichstroms entspricht, in Rechnung zu setzen. Die Ermittlung sämtlicher hierzu erforderlichen Größen würde langwierige Messungen erfordern. Die bestimmte, im Ballon benutzte Anordnung wurde deshalb durch Vergleich mit einer Bolometeranordnung geeicht[1]). Geht man diesen Weg, so fallen zugleich einige subjektive Fehler heraus. Bei schwachem Empfang ist man unter anderem geneigt, als verschwindende Lautstärke

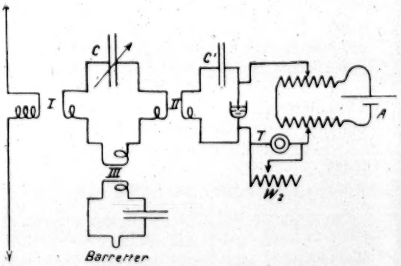


Fig. 3.

auf einen bedeutend schwächeren Ton einzustellen, als wenn bei anfangs starkem Tönen des Telephons die Lautstärke auf denselben Wert herabgesetzt werden soll. Eine Tatsache, die sich psychologisch leicht erklärt[2]). Diesen Fehler begeht man nun sowohl bei der Eichung als auch bei der Messung. Er fällt damit aus dem Resultat heraus.

Bei der Durchführung der Eichung wurde von der provisorisch eingerichteten Sendeanordnung des Laboratoriums für Theoret. Physik mit einfachen Knatterfunken konstant Strich gegeben. Die nach der Parallelohmmethode ausgeführten Messungen wurden in der 4 km entfernten Physikal. Versuchsstation Cröllwitz mit den Angaben einer empfindlichen Barretter-

1) Einen ähnlichen Weg schlägt Austin ein: L. W. Austin: Bull. Bur. Stand. 7, 315—363, 1911.

2) Herr Prof. Dr. Mosler teilt mir mit, daß er denselben subjektiven Fehler bei seinen Messungen beobachtet hat.

anordnung verglichen unter Anwendung der Schaltung von Fig. 3. Die Energie der Antenne wird zunächst dazu benutzt, einen Zwischenkreis anzuregen. An diesen sind der Barretter- und der Detektorkreis gekoppelt. Für eine erste Meßreihe werden die Kopplungen II und III festgehalten und die Kopplung I variiert; dadurch kann die im Zwischenkreis vorhandene Energie beliebig geändert werden. Die Angaben der beiden Meßmethoden werden verglichen. Dann kann man noch eine der Kopplungen II oder III variieren und die in der neuen Stellung bei Veränderung der Kopplung I erhaltenen Werte in Beziehung zueinander setzen. Die Methode empfiehlt sich deshalb, weil einerseits die Parallelohmmethode ein größeres Meßbereich umfaßt wie der Barretter und zweitens bei der größeren Empfindlich-

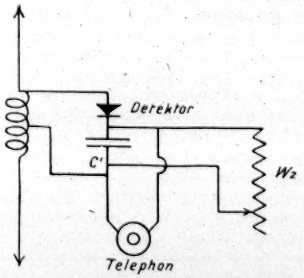


Fig. 4.

keit des Detektors die Möglichkeit gegeben sein muß, den Barretter fester zu koppeln als den Detektor.

Die Schaltung des Detektors ist die oben beschriebene. Die Lage des Parallelwiderstandes mit Zuleitungsdrähten ist möglichst genau so gewählt, wie sie im Ballon benutzt wurde.

Die vergleichenden Messungen sind in folgenden zwei Tabellen enthalten:

Parallelwiderstand in Ohm	Barretterangaben					
	Nullpunkt	Zeit	β'	Zeit	β	β reduziert auf die 2. Kopplungseinst.
	390	$4^h\,42^m$				
170			361	$4^h\,51^m$	31	151
40			308	54^m	85	414
13			253	$58{,}5^m$	141	687
31			283	$5^h\,1^m$	112	545
11,5			262	3^m	134	653
4			243	5^m	153	745
4			240	$8{,}5^m$	157	765
	398	$5^h\,13{,}5^m$				

Die Kopplung III wird gegenüber der Kopplung II so verstärkt, daß bei demselben nach der Parallelohmmethode erhaltenen Wert gegenüber dem vorhergehenden Verhältnis der Barretter den ca. 5fachen Wert ergab.

Parallelwiderstand in Ohm	Barretterangaben				
	Nullpunkt	Zeit	β'	Zeit	β
	397	$5^h\,37{,}5^m$			
110			198	$5\;43{,}5^m$	199
67			152	$4\;55^m$	245
165			245		153
370			311		87
540			322		76
520			314		84
235			276		123
145			244		155
135			222		177
115			192		207
82			164		236
77			168		232
	400	$6^h\,12^m$			

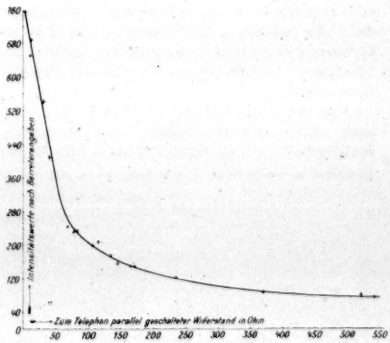


Fig. 5.

Die Ergebnisse der Tabelle sind durch Fig. 5 veranschaulicht. Die Intensitätswerte sind nur bei sehr kleinen Werten des Parallelwiderstandes umgekehrt proportional demselben, bei großen Werten erhält man demgegenüber starke Abweichungen, was offenbar großenteils auf subjektive Beobachtungsfehler zurückzuführen ist.

3. Versuche über die Abnahme der Intensität der elektromagnetischen Energiestrahlung mit wachsender Entfernung zwischen Sende- und Empfangsstation.

Für die Versuche am 24./25. September 1912 ließ man auf der Sendestation vom Zeitpunkte

der Abfahrt des Ballons vom nahen Füllplatze 3 Stunden lang, je 1/4 Stunde, dauernd die Funken überspringen mit ebenfalls viertelstündigen Pausen. Als Sendeeinrichtung diente eine Braunsche Anordnung für langsame Funkenfolge mit einer Antennenstromstärke von zirka 2 Amp.; die Antennenkapazität mißt 590 cm. Aus den Fahrtprotokollen ergibt sich der Ort des Ballons zu den Zeiten 8^{24}; 9^{17}; 10^{0} und 12^{0}. Damit ist der Abstand des Ballons von Halle an diesen vier Zeitpunkten festgelegt und kann für die übrigen Beobachtungszeiten mit durchaus hinreichender Genauigkeit durch Interpolation gefunden werden.

Die Abfahrt erfolgte 7^{44} abends.

Der Widerstand des benutzten Telephons betrug 98,23 Ohm. Der Parallelwiderstand [Ruhstrat] maß maximal 640 Ohm. Es ergibt sich schon hieraus, daß vor allem in mittleren und weiten Entfernungen Messungen geplant waren. Die erste gut bestimmte Messung konnte demnach 8^{34} ausgeführt werden in einer Entfernung von 22,4 km = 23,3 Wellenlängen. Man kann wohl die mittleren Entfernungen von hier an rechnen. Die letzte Aufnahme erfolgte in 120 km = 125 Wellenlängen Abstand von der Sendestation.

Für die Empfangsversuche ergibt sich hiernach unter Berücksichtigung der in Fig. 5 niedergelegten Messungen folgende Tabelle:

Zeit der Aufnahme	Abstand von der Sendestation in km	Parallel geschalteter Widerstand	Auf Barretterangaben reduzierter Wert der Empfangsenergie	Höhe über dem Meeresspiegel
$8^{h}\ 34^{m}$ p.	22,4	5	740	600
44^{m}	27,1	18,6	615	960
$9^{h}\ 15^{m}$ p.	41,5	62,3	270	780
32^{m}	51	102	203	975
41^{m}	55	145	160	1180
$10^{h}\ 5^{m}$ p.	68	212	133	820
9^{m}	71	255	116	1150
34^{m}	84	250	118	590
43^{m}	88	250	118	620
$11^{h}\ 7^{m}$ p.	101	390	87	1190
15^{m}	105	390	87	1277
44^{m}	120	508	80	1000

Aus der Tabelle folgt die Kurve Fig. 6 für die Abnahme der Intensität.

Die Ordinaten der Kurve sind als Angaben eines Hitzdrahtinstruments direkt proportional der aufgenommenen Energie. Es fällt an der Figur zunächst auf, daß eine ganze Reihe von Punkten aus jeder Kurve herausfällt, die man als Verbindungslinie der einzelnen Beobachtungspunkte ziehen mag. Die Abweichungen liegen teilweise weit oberhalb der Fehlergrenze von etwa 7 Proz. (dieselbe entspricht den

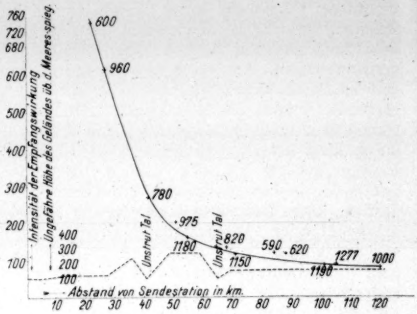


Fig. 6.

größten Abweichungen der für die Eichkurve Fig. 5 gefundenen Werte). Eine nähere Betrachtung zeigt, daß von zwei Messungen, die annähernd in gleicher Entfernung von der Sendestation ausgeführt sind, diejenige einen höheren Intensitätswert angibt, die in geringerer Höhenlage des Ballons ausgeführt ist. Zur Veranschaulichung dieser regelmäßigen Abweichungen sind die Höhen, in denen die einzelnen Werte erhalten sind, neben die Beobachtungspunkte geschrieben. Die gegenseitige Lage der in 42 und 51 km Entfernung aufgenommenen Punkte scheint allerdings dieser Regel nicht zu entsprechen. Zieht man aber die Niveaudifferenzen des zu den Füßen des Ballons liegenden Geländes in Betracht — dasselbe wird durch die gestrichelt eingezeichnete angenäherte Profillinie verdeutlicht —, so kann man diese Abweichung kaum für ein entgegengesetztes Kriterium erklären, sondern wird nur das Ergebnis dahin präzisieren müssen: mit zunehmender Höhe des Ballons über dem Boden scheint von einer niedrigsten Höhe von 450 m an die Intensität des Empfanges abzunehmen. Die Kurve der Intensitätsabnahme mit der Entfernung ist infolgedessen schlecht definiert. Das beabsichtigte Einhalten einer bestimmten Höhe scheiterte an ballontechnisch unüberwindlichen Schwierigkeiten.

Die aufgenommene Energie sei umgekehrt proportional der $p$ten Potenz der Entfernung von der Sendestation. Sind dann E_1 und E_2 zwei Ordinatenwerte, die zu den Entfernungen r_1 und r_2 gehören, so ist:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{r_2^{\,p}}{r_1^{\,p}}; \quad p = \frac{\log\left(\frac{E_1}{E_2}\right)}{\log\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}.$$

Kombiniert man die einzelnen Beobach-

tungen miteinander, so ergibt sich folgende Tabelle für die Zahl p:

Die kombinierten Werte entsprechen den Entfernungen in km	p	Die kombinierten Werte entsprechen den Entfernungen in km	p
22,5 — 40	1,56	45 — 70	1,44
22,5 — 60	1,67	45 — 100	1,2
22,5 — 80	1,54	45 — 120	1,06
22,5 — 100	1,44	55 — 70	1,2
22,5 — 120	1,36	55 — 100	1,02
27,5 — 50	1,96	55 — 120	0,89
27,5 — 70	1,72	70 — 100	0,90
27,5 — 100	1,50	70 — 120	0,88
27,5 — 120	1,36		

Wie auch theoretisch zu erwarten, ist für diese mittleren und weiten Entfernungen $1 < p < 2$; dabei nähert sich p asymptotisch dem Grenzwert 1. Zuletzt wird p kleiner als 1. Die Abweichung dürfte innerhalb der Fehlergrenzen liegen. Doch könnte auch eine ungünstige Beeinflussung der in etwa 50—70 km Entfernung aufgenommenen Werte durch die darunter- bzw. direkt vorliegenden Bergrücken der Schrecke und Schmücke am rechten Ufer der Unstrut Anlaß zu dieser Abweichung geben. Ebenso ließe sich die Tatsache auf eine Reichweitenänderung zurückführen, die sich während der vorgerückten Nachtstunde geltend gemacht.

4. Vergleichende Zusammenstellung der Ergebnisse der bisherigen Versuche über die Abnahme der elektromagnetischen Strahlungsenergie mit wachsender Entfernung zwischen Sende- und Empfangsstation.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen früherer Versuche ergibt im allgemeinen eine annähernde Übereinstimmung. Die Messungen von Duddell und Taylor[1]) über die Abnahme der elektromagnetischen Strahlung mit der Entfernung sind nur über kurze Entfernungen ausgeführt (bei 500 Fuß Wellenlänge bis zu einer Entfernung von 7500 Fuß = 15 Wellenlängen). Berechnet man aus den von ihnen mitgeteilten Kurven den Faktor p, so wird maximal $p = 2{,}6$ und im kleinsten Falle $p = 2$ gefunden. Dieser Wert schließt sich gut an den bei der Ballonfahrt zunächst gefundenen $p = 1{,}7 - 1{,}9$ an.

Bis zu einer Entfernung von 40—50 Wellenlängen hat Tissot[2]) Versuche ausgeführt. Er erhält den konstanten Faktor $p = 2$.

Austin[3]) hat das Gesetz der Abnahme der Empfangsintensität umgekehrt proportional dem Quadrate des Abstandes der Empfangsvon der Sendestation bis auf große Entfernungen bestätigt gefunden, doch ist die Intensität, die er nachts in größeren Entfernungen mißt, oft viel stärker als sich aus der quadratischen Abnahme ergeben würde. Die Beobachtungen im Ballon sind aber bei Nacht ausgeführt und können daher nur mit den Nachtwerten Austins verglichen werden.

In jüngster Zeit hat Mosler[1]) im Freiballon Versuche über die Abnahme der Lautstärke mit der Entfernung ausgeführt. Er findet die „Lautstärke" umgekehrt proportional der Entfernung. Nach brieflichen Mitteilungen definiert Mosler die „Lautstärke" hier in einer gegen die obigen Festsetzungen abweichenden Form. Er verwendet als Indikator einen Kontaktdetektor, daraus ergibt sich die veränderte Schaltung der Fig. 4. Für die Deutung der Meßresultate kann ich in Übereinstimmung mit Mosler folgendes anführen.

Da der Widerstand, der als Maßstab der Lautstärke dient, nicht allein parallel zum Telephon, sondern auch zum Sperrkondensator geschaltet ist, so schwächt bzw. verstärkt eine Änderung des Widerstands nicht nur den Strom im Telephon, sondern ändert auch die Verhältnisse im aperiodischen Detektorkreise. Solange die parallel geschalteten Widerstände klein sind, ist daher nach übereinstimmenden Versuchen, die unabhängig von Mosler und mir ausgeführt sind, die Watt-Energie auf der Antenne umgekehrt proportional dem Quadrate des Parallelwiderstands oder die Größe des Antennenstromes umgekehrt proportional der ersten Potenz.

Aus den Versuchen Moslers folgt, daß die Größe des Widerstands, bei der eine verschwindende Lautstärke beobachtet wird, proportional mit der Entfernung wächst. Hieraus ist angenähert ein quadratisches Gesetz für die Abnahme der elektromagnetischen Strahlungsenergie mit der Entfernung zu entnehmen. Entsprechend den veränderten Verhältnissen bei größeren Werten des Parallelwiderstands würde sich aus den Meßergebnissen Moslers folgern lassen, daß für große Entfernungen das Gesetz der Abnahme der Intensität mit wachsendem Abstand der Stationen mehr einer linearen Beziehung sich nähert und demnach der oben definierte Faktor $p < 2$ wird. Es ist dies in Übereinstimmung mit den oben erhaltenen Ergebnissen.

Die Möglichkeit einer verschiedenen Auslegung der Resultate legt den Wunsch nahe

1) Electrician, S. 301, 1905.
2) Electrician, S. 849, 1906.
3) Bull. of the B. of Stand. 7, 315—363, 1911.

1) ETZ, S. 1205, 1911.

nach einer einheitlichen Definition der Lautstärke, da dieser Begriff nur für eine bestimmte Schaltung gleiche Geltung besitzt. Solange dies nicht erreicht ist, wäre eine genaue Angabe der angewandten Schaltung zu jeder Messung von Lautstärken unbedingt notwendig, um ein in gewissem Sinne quantitatives Bild den Werten entnehmen zu können.

5. Änderung der Intensität der elektromagnetischen Strahlung mit zunehmender Höhe über dem Erdboden.

Eine Abweichung gegen die Resultate von Mosler liegt darin, daß bei obigen Versuchen in größeren Höhen geringere Lautstärken gemessen wurden als nahe dem Erdboden. Mosler hat dagegen gelegentlich der erwähnten Ballonfahrt Messungen der Lautstärke der Norddeicher Zeichen ausgeführt und keine Änderung der Deutlichkeit der letzteren bis in eine Höhe von 2100 m feststellen können. Die Entfernung zwischen Ballon und Sendestation betrug dabei 300 km. Die maximale Entfernung, bis zu welcher der Einfluß der wechselnden Höhenlage des Ballons auf die Lautstärke von mir festgestellt werden konnte, betrug 85 km und die Höhendifferenz 600 m, schwankend von 600 bis 1200 m. Die Unterschiede waren teilweise auch subjektiv gut merkbar. Es muß zunächst dahingestellt bleiben, ob der Unterschied in beiden Resultaten darauf zurückzuführen ist, daß sie zu verschiedenen Tageszeiten ausgeführt wurden.

Nur auf Grund subjektiver Schätzung glaubt auch Ludewig[1]) schon in einer Höhe von 600 m gelegentlich einer Tagfahrt eine Abnahme der Zeichenstärke gegenüber der Intensität nahe dem Boden bemerkt zu haben.

Wegen ihrer außerordentlichen Wichtigkeit für die Theorie der Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen der drahtlosen Telegraphie wurde die Frage der Konstanz bzw. Abnahme der Lautstärke mit wachsender Höhe über dem Erdboden einer eingehenden Prüfung gelegentlich einer am 5. Januar 1913 ausgeführten Hochfahrt unterzogen. Der Aufstieg des Ballons erfolgte zu einer solchen Zeit, daß die Aufnahme der Norddeicher Zeichen gelegentlich der Aussendung der Zeitungstelegramme $^1/_2$11—11 Uhr vorm. in einer Höhe von 1300—1550 m erfolgen konnte, während die Zeitsignale und das anschließende Wettertelegramm um 1 Uhr mittags den Ballon in einer Höhe von 6500 m trafen[2]). Die nahezu exakt nördliche Fahrtrichtung bewirkte, daß die Entfernung zwischen dem Ballon und Norddeich sich nur wenig änderte in dem Sinne, daß der Abstand sich ein wenig verringerte. Die Resultate sind also geeignet, allein den Einfluß der zunehmenden Höhe über dem Erdboden zum Ausdruck zu bringen.

Die einzelnen Daten sind: Aufstieg des Ballons in Bitterfeld: 9^{46} a; Landung des Ballons bei Schlieffenberg nahe Güstrow in Meckl.: 2^{50} p. Ort des Ballons zur Zeit der ersten Lautstärkemessungen ca. 4 km östlich von Dessau. Ort des Ballons um 1^{5} gelegentlich der zweiten Messung zwischen Kyritz und Pritzwalk (Brandenburg).

Die Antenne ist dieselbe wie die bei der ersten erwähnten Fahrt benutzte, die herabhängende Litze 100 m lang. Ebenso ist die Schaltung der als Detektor benutzten Schlömilchzelle und die Anordnung des Widerstands parallel zum Telephon die oben S. 289 ff. erörterte.

Aus praktischen Gründen war eine nicht sehr günstige, aber einfache Anordnung der Empfangsapparatur gewählt. Die Lautstärke von 180 Ohm, die parallel zu einem von der Telefunken-Gesellschaft gütigst leihweise überlassenen 1000ohmigen Telephon geschaltet Punkt und Strich eben noch unterscheiden ließen, ist keineswegs sehr gut. Der Unterschied zwischen der Lautstärke von 180 Ohm in diesen geringen Höhen und einer Lautstärke von 500 Ohm in 6500 m läßt aber doch einwandfrei eine starke Abnahme der elektromagnetischen Strahlungsenergie mit wachsender Höhe über dem Erdboden erkennen.

Bei einem geringen Anstieg des Ballons von 1300—1550 m war dagegen in Übereinstimmung mit den Messungen von Mosler[1]) kein Unterschied in der Lautstärke nachzuweisen.

Nach dem oben Gesagten ist aus den Werten 180 Ohm und 500 Ohm noch kein quantitatives Maß zu entnehmen für die Abnahme der Lautstärke mit der Höhe. Quantitative Angaben ließen sich erst machen, nachdem vergleichende Messungen zwischen einer Bolometeranordnung und einer Apparatur zur Feststellung der Lautstärken bei der Tonhöhe der Norddeicher Zeichen ausgeführt worden sind. Nach den Vergleichsergebnissen zwischen beiden Meßmethoden bei nichttönenden Funken möchte ich schätzungsweise sagen, daß der in 6500 m gemessene Wert der Lautstärke der Hälfte der in geringeren Höhen erhaltenen Empfangsenergie entspricht.

Es ergibt sich noch die Notwendigkeit, nachzuprüfen, ob das erhaltene Resultat infolge Beeinflussung der Empfindlichkeit des Detek-

1) P. Ludewig, diese Zeitschr. 12 606, 1911.

2) Eine kurze Notiz über die Resultate findet sich E.T.Z. S. 273, 1913.

1) Mosler, l. c.

tors durch die in 6500 m herrschende Kälte von 36° C unter Null oder durch den geringeren Luftdruck getrübt ist.

Zu letzterem Einwand ist zu bemerken, daß R. Fessenden[1]) eine Erhöhung der Empfindlichkeit seiner ähnlich der Schlömilchzelle gebauten Detektoren dadurch erreichte, daß er dieselben unter Druck setzte. Die Erleichterung einer Gasentwicklung bei geringerem Druck läßt von vornherein erwarten, daß die Spannung, bei welcher die Schlömilchzelle zu rauschen beginnt, abnehmen wird mit vermindertem Druck. In der Tat tritt bei geringerem Luftdruck eine frühere Gasentwicklung ein. Reguliert man, wie üblich, die Spannung dauernd so, daß sie nahezu den Detektor zum Rauschen bringt, so muß man mit geringer werdendem Luftdruck dauernd mit der Belastungsspannung des Detektors herabgehen und erhält infolgedessen eine veränderte Empfindlichkeit. Bei dem benutzten Detektor gibt die Gasentwicklung nur Anlaß zu einem kaum hörbaren leichten Rauschen, so daß durch dieses kaum die Lautstärkemessungen gestört wurden. Ohne Rücksicht auf eine Gasentwicklung wurde dementsprechend auch bei dem geringsten Luftdruck von 300 mm dieselbe Spannungsbelastung gewählt wie bei dem höheren Luftdruck der unteren Atmosphärenschichten. Wie weit infolge ev. Störung des subjektiven Schätzens der Lautstärke durch die Nebengeräusche die Messungen der Lautstärke falsch beeinflußt werden, wurde noch nachträglich im Laboratorium geprüft, indem der Detektor bald bei gewöhnlichem Luftdruck benutzt, bald unter einen Druck von 260 mm gebracht wurde. Durch Vergleich mit einem Detektor etwa gleicher Empfindlichkeit, der unter gewöhnlichem Luftdruck blieb, ergeben sich folgende Meßresultate; die Zahlen bedeuten die Größe des Parallelwiderstandes bei verschwindender Lautstärke:

Vergleichsdetektor I	zu untersuchender Detektor IIa
I. Detektor IIa unter 260 mm Druck	
33; 35	16; 19 [1,3][2])
52; 48	21 [1,5]
43	
II. Detektor IIa unter gewöhnlichem Luftdruck:	
a) sofort nach Einlassen der Luft	
	28
52	
	21 [1,5]
37; 48	

b) 2 Stunden nach Einlassen der Luft

28

15

21; 21 [1,4]

15

Diese Messungen der Lautstärke sind ausgeführt an Zeichen, die von Norddeich gesandt sind. Die Messungen an den beiden verschiedenen Detektoren schließen sich zeitlich ein, weil oft in kurzer Zeit ein starkes Schwanken der erhaltenen Lautstärke beobachtet wird. Ein Herabgehen der Empfindlichkeit des Detektors mit dem geringeren Luftdruck ist aus den Zahlen nicht zu entnehmen, eher sprechen sie für eine gegenteilige Änderung.

Ebenso wurde einer eingehenden Untersuchung der Einfluß der tieferen Temperatur auf die Angaben des Detektors unterzogen. Es ist dabei folgendes vorauszuschicken:

Die gemessenen 36° C unter Null sind erhalten mit einem Aspirationspsychrometer. Sie bezeichnen die Lufttemperatur, deren Wert nur erhalten werden kann, indem in scharfem Zuge ein Luftstrom an einem vor direkter Sonnenstrahlung geschützten Thermometer vorbeigetrieben wird. Infolge der erwärmenden Wirkung der unmittelbaren Sonnenstrahlung nehmen die Gegenstände diese tiefe Temperatur nicht an. Die schwarze Färbung des Detektors wirkt hier besonders günstig, auch hat ein dauerndes Bescheinen desselben stattgehabt. Nach Erfahrungen meines Ballonführers, des Herrn Priv.-Doz. Dr. Wigand, gelegentlich verschiedener Hochfahrten ist im äußersten Falle eine Abkühlung des Detektors bis auf 10° unter Null wahrscheinlich. Es erschien daher ausreichend, die Untersuchung auf Empfindlichkeitsänderungen bis auf eine Abkühlung von 16,5° unter Null auszudehnen. Es wurde in derselben Weise wie oben der zu untersuchende Detektor mit einem andern, der unter Stubentemperatur blieb, verglichen.

Es ergibt sich folgende Tabelle:

Vergleichsdetektor I	zu prüfender Detektor IIb
I. Beide Detektoren auf Zimmertemperatur	
70	21 [2,3]
II. Detektor I auf Zimmertemperatur 20°	
„ IIb unter 0°	
95	37; 37 [2,3]
III. Detektor I auf Zimmertemperatur 20°	
„ IIb auf −16,5° abgekühlt	
80	32 [2,3]
85	21 [2,7]
90	32 [2,4]

Auch hier liegen die Abweichungen innerhalb der Fehlergrenzen.

Außerdem könnte das Resultat getrübt erscheinen durch Herabsetzung der Empfindlich-

1) R. Fessenden, ETZ., S. 950, 1905, u. The Electrician 1, IX, 705, 1905.

2) Die eingeklammerten Zahlen geben angenähert die Verhältnisse der Intensitätswerte der in den verschiedenen Detektoren ausgelösten intermittierenden Gleichströme wieder.

keit des Ohres bei dem geringeren Luftdruck. Bei gemeinsam mit meinem Ballonführer ausgeführten Messungen war aber die Unterhaltung gut zu führen. Eine so starke Beeinflussung des Gehörs, daß daraus das Resultat vollkommen erklärbar wäre, hätte sich deutlich bemerkbar machen müssen.

Gelegentlich einer zweiten Hochfahrt hoffen wir quantitative Messungen unter Benutzung eines Kontaktdetektors mit Saitengalvanometer ausführen zu können.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die Methode der Messung empfangener Energiewerte funkentelegraphischer Zeichen mit Hilfe eines zum Telephon parallel geschalteten Widerstandes wird einer eingehenden Diskussion unterzogen und eine übereinstimmende Definition des Begriffs der „Lautstärke" angeregt. Für eine bestimmte Schaltung werden die nach dieser Methode erhaltenen Werte mit den Angaben einer empfindlichen Bolometeranordnung verglichen.

2. Durch Messung der Empfangsenergie im Freiballon wird während der Nacht eine Abnahme der elektromagnetischen Strahlung umgekehrt proportional der $p$ten Potenz der Entfernung gefunden; wo $2 > p > 1$ ist.

3. Es wird schon durch die Ergebnisse der Versuche gelegentlich der Nachtfahrt nahegelegt, daß die Lautstärke mit zunehmender Höhe über dem Erdboden sich verringert. Eine starke Abnahme der Lautstärke wird bei einer Hochfahrt in 6500 m gegenüber dem in geringeren Höhen über dem Erdboden erhaltenen Werte derselben festgestellt.

(Eingegangen 17. Februar 1913.)

Über einige Erscheinungen an der Anode bei Gasentladungen.

Von W. G. Cady.

1. Es ist schon oft beobachtet worden, daß der positive Ansatz eines Lichtbogens oder einer Glimmentladung sehr leicht seine Lage und sein Aussehen ändert. Relativbewegung der Elektroden, Stromschwankungen, Dichte- oder Temperaturänderungen des Gases oder Konvektionsströme im Gase verursachen bei dem positiven Bogenansatz leicht eine Ausdehnung oder Zusammenziehung oder Spaltung in zwei und mehr Äste oder sogar eine schwingende Bewegung.

Kleine Spuren von Verunreinigungen an einer der beiden Elektroden können die Natur der Entladung weitgehend ändern. Es sei nur erwähnt, wie leicht eine Glimmentladung bei Anwesenheit von Oxydteilchen an der Kathode in einen Bogen übergeht[1]).

An der Anode kann eine Unregelmäßigkeit oder irgendwelche Spuren von Verunreinigungen nicht weniger auffällige Folgen haben, wenigstens was die äußere Erscheinung anbetrifft, wie sogleich gezeigt werden soll.

Zusammenziehung des positiven Glimmlichts.

2. Eine interessante Entladungsform an der Anode wurde kürzlich von Hagenbach und Veillon[2]) beschrieben und „Form 2" benannt. Sie tritt als ein Stadium des elektrischen Bogens zwischen Kupfer- oder Eisenelektroden in Luft oder Stickstoff auf, meistens bei niedrigem Drucke. Form 2a unterscheidet sich von Form 2 nur dadurch, daß der Bogen an der Kathode von einem Oxyde, statt von dem reinen Metalle ausgeht. Das Aussehen an der Anode ist in beiden Fällen dasselbe. Hagenbach gibt folgende Beschreibung: „Interessant und neu ist vor allem die Form 2, bei der nicht wie bei 1 an der Anode normales ausgebreitetes Glimmlicht vorhanden ist, sondern wobei der Bogen zwar mit einer Art Glimmlicht, aber punktförmig ansetzt." Diese Zusammenziehung des positiven Glimmlichts auf einen kleinen Punkt an der Anode war von einem plötzlichen Sinken des Anodenfalls begleitet.

Im Laufe anderer Versuche über Gasentladungen machte ich zufällig ähnliche Beobachtungen an der Anode, die geeignet sind, einiges Licht auf die Natur der Erscheinung zu werfen. Wir wollen die folgenden Fälle betrachten.

3. Es sollte untersucht werden, was für eine Wirkung das plötzliche Auftreten eines fremden Teilchens an der Anode auf die positive Lichtsäule hat. Um störende Einflüsse des Bogens zu vermeiden, wurden nur Glimmentladungen benutzt, bei denen die Anode aus einem Wolframstab und die Kathode aus einer dicken runden Kupferscheibe von ungefähr 2,5 mm Durchmesser bestand. Die Gasfüllung war Stickstoff von 3 bis zu 11 mm Druck. Spannung 540 Volt, Strom 0,004 bis 0,1 Amp. Die Kupferanode besaß in der Mitte ein kleines Loch, durch welches ein feiner Kupferdraht mit Hilfe eines Magneten außerhalb der Entladungsröhre nach Belieben 1 mm weit hindurch geschoben und wieder zurückgezogen werden konnte. Der Draht war mit der Anode leitend verbunden. Die Kathode war so über der Anode angebracht, daß sie senkrecht und parallel zur Anode ver-

1) Stark, diese Zeitschr. **5**, 81, 1904; Fabry und Buisson, Journ. Phys. (4) **9**, 929, 1910.

2) Hagenbach und Veillon, diese Zeitschr. **11**, 838, 1910; Hagenbach, diese Zeitschr. **12**, 1015, 1911.

schoben werden konnte. Folgende Resultate wurden erzielt:

Bei glatter Kupferoberfläche war der positive Ansatz der Entladung weich und diffus und nahm je nach dem Elektrodenabstand, dem Strome und dem Drucke 4 bis 25 qmm Fläche ein. Im Augenblicke, wo der feine Draht über die Anodenfläche hervorragte, zog sich die Entladung sofort ganz oder teilweise auf ihm zusammen, gleichgültig ob die ursprüngliche Lage der +-Säule ihn bedeckt hatte oder nicht, vorausgesetzt, daß sie nicht gar zu weit davon entfernt war. Nachdem die Anode durch kleine Verunreinigungen im Gase etwas oxydiert war, begannen weitere helle Flecke zu erscheinen. Die Neigung zum Zusammenziehen war bei größeren Drucken größer. Wenn die Elektroden weiter auseinander gezogen wurden, wuchs die Zahl der hellen Flecke infolge der Ausdehnung des positiven Ansatzes. Die Oxydation wurde mit der Zeit immer stärker, so daß zum Schlusse etwa 30 helle Flecken zu sehen waren. Bei einer Verschiebung der Kathode parallel zur Anode, wurde die relative Helligkeit der Flecken stark verändert, indem die in der Nähe der Kathode befindlichen hellrot leuchteten, während die entfernteren zu einem bläulichen Schimmern verblaßten. Das auf den Oxydationsflecken konzentrierte positive Licht zeigte entschiedene Abneigung auf reines Kupfer zurückzugehen. Von Zeit zu Zeit erfolgten auch plötzliche Änderungen in der Helligkeit der einzelnen Flecke. Wenn man die Kathode ganz nahe zur Anode rückte, so wurden die positiven Säulen von dem Dunkelraum zurückgedrängt, bis schließlich nur mehr ein schwacher bläulicher oder grünlicher Schein dort sichtbar blieb, wo die Säulen ihren Ursprung hatten. Es bildete sich kein Bogen auf dem Kupfer aus.

Wenn das positive Glimmlicht in seiner normalen ausgebreiteten Form war, und es durch Bewegung der Kathode in Berührung mit einer oxydierten Zone gebracht wurde, so zog es sich nicht regelmäßig jedesmal darauf zusammen. Im Gegenteil, manchmal schien es solche Zonen zu vermeiden, oder es verbreitete sich sogar gleichmäßig darüber aus, und zog sich erst nach einiger Zeit zusammen. Es hatte den Anschein, als ob das Oxyd erst eine bestimmte Temperatur erlangen müßte, bevor sich die positive Lichtsäule darauf zusammenzog. Das Kupfer war in allen Fällen unterhalb Rotglut.

Bei größeren Strömen bildete sich ein positiver Bogen an dem feinen Drahte, wenn er durch die Anodenoberfläche geschoben wurde. Wenn der Draht zurückgezogen wurde, so blieb die positive Säule nie auf demselben Punkte konzentriert, sondern nahm ihre ursprüngliche Form wieder an; woraus man sieht, daß sie unter diesen Umständen für sich allein keine Stabilität besitzt, sondern eines Kernes an der Anode für ihre Existenz bedarf.

4. Dieselben Ergebnisse wurden mit einer Quecksilberanode erhalten. Das Quecksilber befand sich dabei in einem flachen eisernen Gefäße von ungefähr 2 cm Weite; mit Hilfe der oben beschriebenen Einrichtung mit dem Magneten konnte man einen feinen Platindraht ein wenig unter die Oberfläche des Quecksilbers tauchen lassen. Der Druck des Stickstoffes betrug 1,5 bis 53 mm, der Strom 0,006 bis 0,062 Amp. Auf dem Platin trat manchmal ein positiver Bogen auf, und gegen Schluß des Versuchs auch auf einer Verunreinigung, die sich auf dem Quecksilber angesammelt hatte.

Im letzten Fall war der rote positive Schein rund um das Grün des positiven Quecksilberbogens noch zu sehen. Wenn hier gleichzeitig ein Bogen und ein Glimmlicht an derselben Anode vorhanden wäre, so wäre es interessant, wie sich der Spannungsabfall längs der Entladung und an der Anodenoberfläche verteilt. Man kann aber ebensogut annehmen, daß die Entladung rasch zwischen positivem Bogen und positivem Glimmlicht wechselte, ähnlich wie ich es schon bei der Kathode beschrieben habe[1]).

5. Genau dieselben Beobachtungen wurden bei Eisen- und Silberelektroden in Stickstoff bei Drucken zwischen 180 und 480 mm gemacht, nur daß hier der vorstehende Draht nicht benutzt wurde. Infolge von kleinen Verunreinigungen im Gase trat allmählich Oxydation auf und die positive Säule zog sich auf die Oxydflecken zusammen. Verstärkte man den Strom bei Eisen bis zu 0,32 Amp., bei Silber bis zu 0,14 Amp., so verwandelte sich das positive Glimmlicht in einen positiven Bogen, wenn die Entladung vom Oxyde ausging. Man darf aber daraus nicht ohne weiteres schließen, daß Metalloxyde an der Anode dieselbe sonderbare Eigenschaft haben, den Bogen einzuleiten, wie sie es an der Kathode haben, denn in dem vorliegenden Falle wäre es ebensogut möglich, daß die Bildung des Bogens auf dem Oxyde einfach nur durch die schlechtere Wärmeleitfähigkeit und den relativ niedrigen Siedepunkt der Oxyde hervorgerufen worden wäre.

Es traten also drei verschiedene Entladungsformen an der Anode auf: ausgebreitetes, positives Glimmlicht, zusammengezogenes positives Glimmlicht und positiver Bogen. Jede Form war in bestimmten Strombereichen stabil und

1) Cady und Vinal, diese Zeitschr. **10**, 569 und 623, 1909.

die Bereiche überdeckten sich meistens ein wenig. Der Übergang von der ersten zur zweiten und von der zweiten zur dritten Form war von einer Spannungsabnahme und einer Stromzunahme begleitet.

6. Eine Auflösung des positiven Glimmlichts in eine Anzahl von Flecken wurde kürzlich auch von Fabry und Buisson[1]) beschrieben. Sie machten die Beobachtung, daß mit steigendem Drucke auch die Zahl der Flecken wuchs und daß es den Anschein hatte, als ob sie sich gegenseitig zurückdrängten. Es wäre denkbar, daß die Abstoßung der negativen Gasladung in der Nähe dieser Punkte der Anode eine relative Bewegung der Äste der positiven Säule hervorruft, wenn diese Äste durch ihre hohe Temperatur und ihren geringeren Potentialgradienten eine gewisse eigene Stabilität hätten. Diese Erklärung scheint mir auch auf die merkwürdige Teilung der positiven Säule in 2—6 symmetrisch angeordnete Teile anwendbar zu sein, die Lehmann[2]) beschrieben hat. In den oben angegebenen Versuchen mit Kupfer- und Quecksilberanoden suchte ich sorgfältig nach Beweisen für eine solche Stabilität in der zusammengezogenen positiven Säule, aber ohne Erfolg. Der Druck war vielleicht zu groß oder die Verunreinigungen zu stark hervortretend. Obwohl also die erwähnte Stabilität nicht vorhanden war, so konnte man trotzdem eine Erscheinung beobachten, die wie ein Zurückdrängen der positiven Ansatzflächen aussah, die auch vielleicht bei Fabry und Buissons Beobachtungen mitgespielt hat. Es zeigte sich nämlich, daß wenn zwei Kerne sehr nahe zusammen waren, der eine immer heller wurde auf Kosten des anderen, also ein Bestreben, die Verteilung der Flecken symmetrischer erscheinen zu lassen. Eine ähnliche Auflösung der positiven Ansatzfläche in Flecken wurde von Hagenbach erwähnt (l. c. S. 1018).

7. Es wurde der Versuch gemacht, Hagenbach und Veillons drei Formen unter ähnlichen Verhältnissen zu reproduzieren. Verwendet wurden Kupferelektroden 12 mm dick mit abgerundeten, sorgfältig geglätteten und gereinigten Enden; als Füllung Stickstoff, doch war es nicht möglich zu vermeiden, daß bei Erwärmung des Apparats nicht auch eine Spur von Sauerstoff vorhanden war. Wegen der Gefahr, die Röhre zu überhitzen (eine kleine mit Wasser gekühlte Messinglampe, die in einer weiteren Arbeit beschrieben werden soll), konnten keine lange dauernden Messungen gemacht werden.

Bei Atmosphärendruck wurden Hagenbach und Veillons Formen 2 und 3 erhalten. Bei einem Drucke von 500 mm alle drei Formen, nämlich: 1. der diffuse positive Schein, 2. der zusammengezogene positive Schein und 3. der positive Bogen. Die benutzte Spannung war 410 Volt. Form 1 wurde bei Strömen von 1,8 bis 2,3 Amp. beobachtet. Das positive Glimmlicht war sehr zerstreut, obwohl in der Mitte schon eine Neigung zur Konzentration zu bemerken war. Bei 2,3 Amp. nahm das positive Licht plötzlich die Form eines kurzen Kegels an, der von einem Flecke der Anode ausging. Bei weiterem Steigern des Stromes wurde dieser Kegel durch Kupferdämpfe grünlich gefärbt. Da die benutzte Apparatur bei großen Strömen keine so feine Regulierung zuließ, so kann ich nicht angeben, bei welcher Stromstärke das dritte Stadium eintrat, doch war sie augenscheinlich viel größer als bei Hagenbach und Veillon. Der Strom wurde auf kurze Zeit bis zu 14 Amp. gesteigert, wobei ein starker Kupferbogen an der Anode auftrat; die helle, grüne Dampfsäule hatte ungefähr dieselbe Form und Größe wie die positive Säule von Form 2 und setzte am selben Punkte an.

Wenn der Versuch schon einige Zeit in Gang gewesen war, konnte man Form 1 nur erhalten, wenn man vorher einen kräftigen Strom durchschickte, als wenn dies nötig wäre, um die Oberfläche der Anode von Verunreinigungen zu säubern.

Zum Schlusse war die obere (negative) Elektrode etwas geschwärzt, während sich in der Mitte der Anode ein bräunlicher Niederschlag angesetzt hatte, offenbar Cu_2O. Wahrscheinlich war der Bogen an der Kathode ein Kupferbogen, kein Oxydbogen, da die Quantität des vorhandenen Sauerstoffs klein gewesen sein muß.

Eine ähnliche Veränderung an der Anode wie die soeben beschriebene wurde auch von Fabry und Buisson (l. c.) beobachtet.

8. Eine Zusammenziehung des positiven Glimmlichts mit wachsendem Strome habe ich noch nie bemerkt, außer in Fällen, wo die Anodenfläche Unregelmäßigkeiten oder Spuren fremder Substanzen aufwies. Das bringt mich auf die Vermutung, daß Hagenbach und Veillons Form 2 vielleicht nur durch lokale Besonderheiten an der Anode hervorgerufen worden ist. Es ist bei allen Arten von Gasentladungen außerordentlich schwer, Verunreinigungen der Elektroden zu vermeiden, besonders wenn der Gasdruck nicht sehr niedrig ist.

1) Fabry und Buisson, l. c. S. 952.

2) Über diese und andere Fälle einer verästelten positiven Lichtsäule bei sehr niedrigem Drucke siehe z. B. Frick, Physikalische Technik, II, 2. Abt., Braunschweig 1909.

Solche Besonderheiten der Anode können in winzigen Oxydflecken bestehen, die sich entweder direkt auf der Anode bilden oder von der Kathode überdestillieren, oder in einem festen Niederschlag von Kohlebestandteilen oder Verunreinigungen des Gases, oder bei Abwesenheit von Sauerstoff in Metallteilchen, die von der Kathode überdestillieren. Derartige kleine Körper oder „Kerne", wie wir sie nennen wollen, mögen manchmal für Wärme schlecht leitend mit der Anode verbunden sein, so daß sie durch den positiven Ansatz der Entladung stark erhitzt werden. Wenn sie noch dazu derart sind, daß sie den Spannungsabfall an der Anode erhöhen, so wird die Wirkung verstärkt. Aber schon allein die erhöhte Temperatur muß, wie ja wohl bekannt, den Potentialgradienten der positiven Säule in der Nähe des Kernes erniedrigen. Da dies von einer Erhöhung der Stromdichte in diesem Bereiche begleitet wird, so ist die Folge die, daß das positive Glimmlicht in der Nachbarschaft solcher Kerne stärker und an anderen Stellen schwächer wird.

9. Wenn Strom und Gasdruck klein sind, und infolgedessen der Ansatz breit und diffus, so können mehrere solcher Flecken auftreten, wie wir gesehen haben. Bei höheren Drucken sind Temperatur und Stromdichte so groß, daß wenn sich der positive Ansatz überhaupt zusammenzieht, es nur an einem einzigen Punkt in der Mitte geschieht. Das wäre nach der hier ausgesprochenen Vermutung die Erklärung für Hagenbach und Veillons Form 2. Sobald die Zusammenziehung beginnt und der Potentialabfall in der Nähe der Anodenfläche sinkt, so ist ein instabiler Zustand erreicht, der einen sehr raschen Wechsel von Strom und Spannung bewirkt, bis die Entladung ihre neue veränderte Form eingenommen hat.

Diese Hypothese ist in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß Form 2 in Stickstoff bei höheren Drucken auftritt als in Luft. Denn in Luft wächst die Oxydmenge mit dem Drucke, daher die Neigung zu Form 3 außer bei kleinen Drucken. In Stickstoff dagegen ist die Anode wegen Abwesenheit starker chemischer Reaktionen kühler. Das erklärt auch, wenigstens zum Teile, warum bei kleinem Drucke nur Form 1 auftritt. Es gibt noch andere Ursachen, warum das Glimmlicht an der Anode bei niedrigen Drucken dauerhafter ist. Wenn der Druck sinkt, wird das positive Glimmlicht bei demselben Strom breiter und diffuser, während der Spannungsabfall sowohl an der Anode wie im Gase sinkt, wodurch der Energieverbrauch vermindert wird. Diese Wirkungen gleichen die leichtere Verdampfung bei niedrigen Drucken und die geringere Abkühlung der Anode durch das Gas mehr als aus[1]).

In Übereinstimmung mit der vorgeschlagenen Erklärung der Form 2 steht, wie wir gleich sehen werden, die Tatsache, daß Form 2 in Stickstoff bei viel kleinerem Strome erhalten werden konnte als in Luft, und daß sie am besten zustande kam, wenn die Anode verhältnismäßig kühl war.

Das erste und zweite Stadium bei verschiedenen Metallen.

10. Es wäre vorteilhaft, wenn alle, die sich mit den verschiedenen Formen der Gasentladungen beschäftigen, übereinkommen könnten, eine einheitliche Bezeichnungsweise für die Zwischenstadien anzunehmen. Gegenwärtig existieren vier verschiedene Ausdrücke für den Fall, wo die Anode eines elektrischen Bogens verdampft: Buisson und Fabry nennen ihn „premier régime", Hagenbach und Veillon „Form 3", Occhialini gebraucht die Bezeichnung „selbständiger Bogen"[2]), während wir ihn das „2. Stadium" nannten[3]).

Danach wäre unser „1. Stadium" dasselbe wie Buisson und Fabrys „deuxième régime" und Hagenbach und Veillons „Form 1" (oder 1a, oder 1b, siehe Fußnote).

Der Ausdruck „kalte Anode", der sogar bei neueren Autoren mit Bezug auf das erste Stadium des Bogens vorkommt[4]), ist sehr irreführend. Weißglut der Anode ist nicht immer die hinreichende Bedingung für das zweite Stadium. Wie wir gesehen haben, ist die Verdampfung der Anode zugleich mit der Be-

1) Hagenbach und Veillon, l. c. S. 847.

2) Occhialini, diese Zeitschr. **13**, 705, 1912.

3) Cady und Arnold, diese Zeitschr. **8**, 890, 1907. Außer in einem einzigen Falle scheinen Hagenbach und Veillon ihre Versuche auf Anoden von nicht oxydiertem Metalle, Kupfer oder Eisen, beschränkt zu haben. Die meisten von unseren Beobachtungen des ersten und zweiten Stadiums beziehen sich auf Anoden aus gänzlich oxydiertem Metalle, obwohl einige Versuche auch mit reinen Metallanoden angestellt wurden. Die einzige Form bei Hagenbach und Veillons Versuchen, die mit unserem zweiten Stadium in freier Luft übereinstimmt, ist Form 3b. Das erste Stadium (Form 1) mit oxydierter Anode erwähnen sie nicht, — nach ihrer Bezeichnungsweise wäre es „Form 1b".

Hagenbach und Veillon zitierten uns nicht ganz richtig auf S. 842, wo sie die Ansicht aussprechen, daß wir den Übergang vom 1. zum 2. Stadium mit dem Zischpunkt des Kohlebogens untereinander brachten. Tatsächlich zielt ein großer Teil unserer Arbeit gerade darauf ab, zu zeigen, daß die Erscheinung eine vollkommen andere ist.

4) Siehe z. B. Mie, Lehrb. d. Elekt. u. d. Magn., Stuttgart 1910, S. 280. In dem Diagramm auf dieser Seite ist der plötzliche Übergang von Glimmlicht zum Bogen und von dem 1. zum 2. Stadium des Bogens nicht ganz klar gemacht.

...ügung dieses Dampfes bei dem Entladungsvorgang die wesentliche Bedingung.

Die Gründe, die uns zu der Wahl unserer Bezeichnungen führten, waren die folgenden: 1. ist es sehr zweckmäßig, das Wort „erste" derjenigen Erscheinung beizulegen, die bei dem kleinsten Werte der unabhängigen Variablen, hier dem Strome, auftritt; 2. ist es üblich, den Bogen als hervorgehend aus der Glimmentladung zu betrachten und nicht umgekehrt: von diesem Standpunkte aus ist das erste Stadium des Bogens dasjenige, bei dem die Entladung an der Anode noch in Glimmlicht besteht.

In Anbetracht der großen Zahl von Erscheinungen, die das positive Ende einer Glimmentladung aufweisen kann, scheint es dem Autor zweckmäßiger, sie alle unter dem Titel „1. Stadium" zusammenzufassen. Im weiteren sollen die Bezeichnungen 1. und 2. Stadium wie in der früheren Arbeit je nachdem benutzt werden, ob an der Anode eine Glimmentladung auftritt oder nicht.

11. Es ist allgemein angenommen worden, daß, wenn überhaupt ein Teil einer Entladung den Charakter eines Bogens besitzt, dies die Kathode sein müßte. Es sind im vorhergehenden Fälle angeführt, wo an der Anode ein stabiler Bogen ansetzte, obwohl an der Kathode keiner war. Ich fand dies wiederholt bei Anoden aus *C*, *Ag*, *Cu* und *Hg*. Es geht daraus hervor, daß bei dem Übergang von reinem Glimmlicht zu reinem Bogen die Verhältnisse, die wir „Bogen" nennen, entweder zuerst an der Anode oder zuerst an der Kathode auftreten können, in welchem letzteren Falle es sich um das oben besprochene „1. Stadium" handelt. Falls der Bogen zuerst an der Anode beginnt, so ist an ihr weiter keine Veränderung zu bemerken, wenn sich bei weiterer Stromverstärkung der Bogen an der Kathode bildet.

Bei der gewöhnlichen Bogenform ist dieser Wechsel von Glimmlicht zu Bogen an der Anode durch Zusammenziehung des positiven Ansatzes auf einen weißglühenden Fleck charakterisiert, von welchem Dampf von der charakteristischen Farbe des Anodenmetalls ausgeht; der Strom steigt an, während die Spannung plötzlich sinkt. In einem Falle, wo eine heiße Silberkathode und eine Kohlenanode in Luft bei 40 mm Druck im Abstande von 2 mm sich gegenüberstanden, wechselte die Entladung von selbst zwischen allen den vier möglichen Kombinationen von Glimmlicht und Bogen an den beiden Elektroden hin und her, in jeder Phase nur ein paar Sekunden andauernd.

Ein positiver Bogen verbunden mit einem negativen Glimmlicht wurde meines Wissens das erstemal von Lehmann[1]) beobachtet. Die Erscheinung ist sehr ungewöhnlich, sie kommt nur vor, wenn die Anode viel kleiner ist als die Kathode oder wenn die Bildung des Bogens an der Kathode verhältnismäßig erschwert ist.

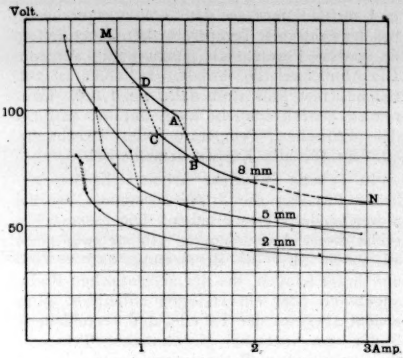
Das Vorhandensein eines Bogens an der Anode, während an der Kathode das Glimmlicht noch andauert, steht nicht im Gegensatz zur Ionentheorie der Gasentladungen. Denn bei den Drucken, mit denen wir es hier zu tun haben, kommen die negativen Ionen, die zur Anode gelangen, nicht direkt von der Kathode, sondern werden durch Stoßionisation im Gase gebildet. Wenn die Entladung an der Kathode ein Bogen ist, kann der Raum zwischen den Elektroden heißer sein, als wenn es Glimmlicht wäre, obwohl das nicht immer der Fall sein muß; die erhöhte Temperatur würde dann den Bogen an der Anode bei einem schwächeren Strom als gewöhnlich hervorrufen. Aber selbst bei Glimmlicht an der Kathode muß bei wachsendem Strome der Moment kommen, wo die Anode so heiß wird, daß sich der positive Bogen bildet.

Man kann daher von dem „1. Stadium" oder „2. Stadium" an der Anode sogar dann sprechen, wenn die Entladung an der Kathode noch in Glimmlicht besteht. Doch da die Kombination von positivem Bogen mit negativem Glimmlicht so selten ist, scheint es besser, unter den Ausdrücken 1. und 2. Stadium die zwei Phasen des Bogens zu verstehen, wie sie in Abschnitt 10 erklärt sind, wo nicht ausdrücklich etwas anderes angegeben wird.

12. Verschiedene Beobachter haben gefunden, daß innerhalb gewisser Stromgrenzen entweder das 1. oder das 2. Stadium stabil vorkommt. In der Figur ist zum Vergleich mit den Nickelkurven (Abschnitt 14) eine der charakteristischen Kurven für den Eisenbogen in Luft, beide Elektroden oxydiert, aus der früheren Arbeit[2]) entnommen. Die Länge des Bogens war 8 mm. *MA* stellt das erste, *CN* das zweite Stadium dar. Die Erklärung für das Übereinandergreifen der Kurven ist in der erwähnten Arbeit zu finden. Der plötzliche Wechsel vom 1. zum 2. Stadium erfolgte längs der Kurve *AB*, vom 2. zum 1. längs *CD*. Eine kleine Veränderung der Verhältnisse würde genügen, um den Umschlag an anderen Punkten der Kurve erfolgen zu lassen. Aber wie die Verhältnisse auch seien, so tritt der Umschlag immer ein, sobald ein

1) Lehmann, Wied. Ann. **55**, 370, 1895. Eine ähnliche Erscheinung an der Anode, wobei die Kathode aus heißem *CaO* bestand, wurde von Wiedemann beschrieben, diese Zeitschr. **6**, 690, 1905.

2) Cady und Arnold, l. c.



Charakteristische Kurven, 1. u. 2. Stadium des Lichtbogens.
Dicke Linie: Eisen, Bogenlänge 8 mm.
Dünne Linie: Nickel, Bogenlänge 5 mm und 2 mm.

bestimmter kritischer Wert der Stromstärke erreicht ist. Der entsprechende Punkt auf der Kurve möge der „kritische Punkt" genannt werden. Dieser Ausdruck hat eine ganz bestimmte Bedeutung, wie weit auch die Kurven der zwei Stadien übereinander greifen mögen (vgl. Hagenbach und Veillons kritische Bemerkung auf S. 842 ihrer Arbeit, l. c.).

Der kritische Punkt hängt unter anderem von den Verhältnissen ab, die die Größe des positiven Ansatzes im ersten Stadium bestimmen. So fanden z. B. Arnold und ich, daß bei einer Anode aus Eisenoxyd in freier Luft, der Wechsel vom ersten zum zweiten Stadium gewöhnlich zwischen 1 und 2 Amp. stattfindet, wobei es hauptsächlich auf die Größe der Oxydmassen ankommt. Aber bei Verwendung einer Dochtkohle als Kathode verursachen die Dochtsalze oft ein Ausbreiten des positiven Glimmlichts über die ganze Oxydfläche, so daß die Temperatur erst bei mehr als 5 Amp. die nötige Höhe erreicht.

13. Wahrscheinlich ist jedes Metall unter geeigneten Verhältnissen imstande, als Anode im ersten und zweiten Stadium zu dienen. In der erwähnten Arbeit haben Arnold und ich nähere Angaben über die zwei Stadien bei Anoden aus Eisenoxyd, Kupferoxyd, Silber, Blei und Kohle gemacht[1]). Seitdem sind die beiden Stadien in Stickstoff bei Anoden aus verschiedenen Metallen untersucht worden, die in folgendem zugleich mit dem entsprechenden Druck und kritischen Strom (bei dem der Wechsel zum 2. Stadium stattfindet) angegeben sind: *Fe* (240 und 150 mm, 0,6 und 0,24 Amp.); *Cu* (250 mm, 0,17 Amp.); *Hg* (7 mm, 0,066 Amp.); *Cd* (100 mm, 0,05 Amp.). Die Daten für *Ni* und *Co* folgen weiter unten. In einigen Fällen bestand die Entladung in einem Bogen, in anderen war es eine Glimmentladung.

Bei Eisen ist der kritische Strom überraschend klein. Das kann nur mit der Annahme erklärt werden, daß der positive Ansatz beim Glimmlicht abnorm zusammengezogen ist, vielleicht wegen Spuren von Oxyd.

Wolfram ist ein sehr brauchbares Metall, wenn an der Anode eine Verdampfung vermieden werden soll. Während der hier beschriebenen Versuche verdampfte Wolfram überhaupt gar nicht, außer einmal, wo es einer heißen Eisenkathode sehr nahe gegenüberstand.

Bei den oben angegebenen Beobachtungen betrug die Verminderung der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden beim Übergange von einem Stadium in das andere zwischen 15 und 50 Volt. Das beruht zum Teil auf dem verminderten Anodenfall, zum Teil auf der besseren Leitfähigkeit des Gases. Die entsprechende Stromänderung hängt von der angewandten Spannung ab.

14. Die charakteristischen Kurven des Nickelbogens in Luft sind in der Figur wiedergegeben. Die Bogenlänge war 2 und 5 mm. Die Elektroden hatten einen Durchmesser von ungefähr 6 mm und waren oxydiert. Wie man sieht, sind die Kurven der Eisenkurve sehr ähnlich.

Bei Kobalt habe ich nur den Übergang vom ersten zum zweiten Stadium in Luft angegeben, entsprechend den Punkten *A* und *B* in der Figur. Beide Elektroden waren oxydiert. Die Werte von Strom und Spannung bei einer Länge von 2 mm waren die folgenden:

	Volt	Amp.
1. Stadium	80	1,60
2. „	60	1,65

In freier Luft war der positive Ansatz bei Anoden aus Oxyden von Eisen, Nickel oder Kobalt im zweiten Stadium oft in schneller kreisförmiger Bewegung. Bei Eisen wurde in einem bestimmten Stromgebiete, das durch eine gestrichelte Linie im zweiten Stadium auf der Figur bezeichnet ist, diese Rotation so stark, daß Volt- und Amperemeter manchmal schwer abzulesen waren. Über einige weitere hierauf bezügliche Versuche soll demnächst berichtet werden.

Zusammenfassung.

Abschnitt 1—6. Wenn bei einer Glimmentladung auf der Anode kleine Oxydkörperchen vorhanden sind, so zeigt die positive Lichtsäule die Tendenz, sich auf diesen Körperchen zusammenzuziehen. Es werden Versuche

1) Lehmann (l. c. S. 371) scheint das erste Stadium bei *K* und *Na* untersucht zu haben.

beschrieben, bei denen die Anoden aus *Cu*, *Hg*, *Zn* oder *Ag* bestehen in Stickstoff, der Spuren von Sauerstoff enthielt, bei Drucken zwischen 1,5 und 480 mm. Diese Konzentration des positiven Lichts auf Oxydflecken oder möglicherweise auch auf andere fremde Substanzen, fand in der Weise statt, daß mehrere kurze rote positive Säulen zu sehen waren, die von dem Faradayschen Dunkelraum bis zu den Flecken auf der Anodenfläche reichten. Wurde der Strom genügend verstärkt, so bildete sich ein positiver Bogen an einigen dieser Flecken. Die von Fabry und Buisson beschriebenen Fleckgruppen auf der Anode werden mit Bezug auf diese Versuche diskutiert.

Abschnitt 7—9. Einige Versuche von Hagenbach und Veillon über die „drei Formen" der Entladung an der Anode wurden wiederholt. Es wird die Vermutung ausgesprochen, daß die Zusammenziehung der positiven Säule in ihrer „Form 2" auf Besonderheiten oder Verunreinigungen der betreffenden Anodenfläche beruht, die als Kern für die Zusammenziehung des positiven Lichts dienten. Diese Hypothese ist, wie gezeigt wird, in Übereinstimmung mit Hagenbach und Veillons Hauptergebnissen.

Abschnitt 10—11. Es werden Gründe für Beibehaltung der Ausdrücke 1. Stadium und 2. Stadium des Bogens angegeben, die der Autor in einer früheren Arbeit angewendet hat, um anzuzeigen, ob die Entladung an der Anode aus Glimmlicht oder Bogen besteht. Es wird ferner bemerkt, daß diese Ausdrücke auch auf den Fall ausgedehnt werden könnten, wo die Entladung an der Kathode kein Bogen, sondern Glimmlicht ist, denn die Möglichkeit ist vorhanden, daß die Entladung an der Anode in einem Bogen besteht, während sie an der Kathode noch Glimmlicht ist.

Abschnitt 12—14. Es werden Angaben gemacht über den Übergang von dem 1. zum 2. Stadium mit Anoden aus *Fe*, *Cu*, *Hg*, *Cd*, *Ni* und *Co*.

Wesleyan University, Middletown, Connecticut. Dezember 1912.

(Aus dem Englischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen 28. Dezember 1912.)

Über den Brechungsquotienten von Stoffen bei ihrer kritischen Temperatur.

Von Edm. van Aubel.

Clarence Smith[1]) hat für einige Dämpfe unorganischer und organischer Flüssigkeiten und verflüssigter Gase den Brechungsquotienten bei der kritischen Temperatur berechnet, indem er gewisse Formeln als genau gültig annahm. Die Ähnlichkeit der erhaltenen Zahlen ist auffallend, fast alle sind nahe an 1,126. Clarence Smith schließt auch daraus, daß bei der kritischen Temperatur der Brechungsquotient für alle Körper derselbe sei.

1) Proceedings of the Royal Society London, Serie A, Band 87, 1912, 366.

In Tabelle IV seiner Arbeit stellt der englische Physiker die Stoffe zusammen, welche abweichende Werte ergeben. Die genaue Ursache dieser Abweichungen gibt er zwar nicht an, macht aber die Bemerkung, daß es sich um Stoffe handelt, die der aromatischen Reihe angehören oder ein Halogen enthalten. Man ersieht aber aus der Tabelle, daß verschiedene Stoffe, die auch bei gewöhnlicher Temperatur einen hohen Brechungsquotienten haben, zu hohe Werte ergeben haben.

Ich habe die von Clarence Smith angegebene Berechnung für Anilin und Schwefelkohlenstoff ausgeführt, beides Substanzen, die bei gewöhnlicher Temperatur große Brechungsquotienten haben und für Wasser, das noch nicht untersucht worden ist. Die Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle enthalten. Die Zahlen der zweiten Spalte geben die Temperatur in Zentigraden an, bei welcher die Dichte und der Brechungsquotient die in der dritten und vierten Spalte verzeichneten Werte haben. Die fünfte Spalte enthält die kritische Temperatur in Zentigraden. Alle diese Daten sind den Physikalisch-chemischen Tabellen von Landolt-Börnstein, 4. Auflage 1912, entnommen. Schließlich sind in der letzten Spalte die berechneten Werte n_c angeführt.

	t	d_t'	n_D'	t_c	n_c
Anilin	11,2°	1,0279	1,5907	425,6	1,164
Schwefelkohlenstoff	20	1,2633	1,6277	273,0	1,189
Wasser	20	0,9982	1,3330	346,3	1,102

Der für die kritische Temperatur berechnete Brechungsquotient ist bei Anilin und vor allem bei Schwefelkohlenstoff sehr groß. Die Rechnung liefert also auch bei einer Substanz (Schwefelkohlenstoff), die nicht der aromatischen Reihe angehört und kein Halogen enthält, einen zu hohen Wert. Wasser gibt einen sehr kleinen Wert.

Es wäre wichtig, die Rechnungsergebnisse von Clarence Smith mit den Ergebnissen direkter Messungen des Brechungsquotienten bei der kritischen Temperatur zu vergleichen. Der englische Physiker will solche Messungen unternehmen, aber schon jetzt kann für Äthyläther der Vergleich gemacht werden. Fürst

Galitzin und Wilip[1]) haben den Brechungsquotient von Äthyläther für $\lambda = 0{,}00067$ mm bei seiner kritischen Temperatur 193,6° C gemessen und fanden 1,12. Führen wir die von Clarence Smith angegebene Rechnung für Lithiumlicht (Wellenlänge 0,0006708 mm) mit den folgenden Daten aus: $t = 17{,}1$, $d_t = 0{,}7183$, n_t für Lithiumlicht = 1,35216 (Landolt-Börnstein, Tabellen, S. 1024), $d_c = 0{,}2624$ (Young, in Landolt-Börnstein, Tabellen, S. 440), so erhält man für n_c den Wert 1,1214. Die Ergebnisse der Rechnung und der direkten Messung stimmen also miteinander überein.

1) Diese Zeitschr. **2**, 582, 1900–1901.

(Eingegangen 11. Februar 1913.)

Über den Radiumgehalt von Pechblenden.

Von Berta Heimann und W. Marckwald.

Sehr bald nach Begründung der Atomzerfallstheorie hatte Rutherford[1]) die Vermutung ausgesprochen, daß das Radium ein Zerfallsprodukt des Urans sei, und daß demgemäß der Radiumgehalt von Uranerzen deren Urangehalt proportional sein sollte. Diese Vermutung schien durch Untersuchungen bestätigt zu werden, die Boltwood[2]) und Strutt[3]) unabhängig voneinander fast gleichzeitig ausführten. Ersterer fand in 21 Mineralien das Verhältnis von Radium zu Uran bis auf etwa 10 Proz., in den an Uran reicheren Erzen sogar bis auf etwa 4 Proz. übereinstimmend. Weniger gute Übereinstimmungen zeigten die von Strutt erhaltenen Werte untereinander.

Zweifel an der Gesetzmäßigkeit dieser Regel tauchten erst auf, als Mlle. Gleditsch[4]) das Verhältnis von Radium zu Uran in der Joachimstaler Pechblende um 15 Proz., im Autunit um 32 Proz. niedriger fand als im Thorianit. Die Nachprüfung dieser Angaben durch Soddy und Pirret[5]), sowie durch Marckwald und Russell[6]) führte zu dem übereinstimmenden Ergebnisse, daß das Verhältnis von Radium zu Uran in Thorianit und Pechblende innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler gleich ist, daß aber dieses Verhältnis im Autunit und anderen sekundären Uranmineralien stark schwankt, übrigens niemals über das in den primären Erzen gefundene hinausgeht. Ohne hier auf die Einzelheiten dieser Untersuchungen einzugehen, sei nur erwähnt, daß Marckwald und Russell die Schwankungen im Radiumgehalt der sekundären Erze durch Auslaugen eines Teiles des gebildeten Radiumsalzes durch hinüberrieselndes Wasser erklären. Diese Erklärung wird besonders dadurch begründet, daß sich der Ioniumgehalt der sekundären Erze im Verhältnis zum Urangehalt ziemlich konstant und nur wenig niedriger als in den primären Erzen erweist.

Noch vor Abschluß dieser Untersuchungen erschien eine umfangreiche Abhandlung von Mlle. Gleditsch[1]), in der diese ihre früheren Mitteilungen ergänzt. Die Autorin fand nunmehr auch bei der Untersuchung von Pechblenden verschiedener Herkunft und verwandten Mineralien für das Verhältnis $Ra : Ur$ Abweichungen, die bis zu 15 Proz. betrugen. Mlle. Gleditsch hat den Radiumgehalt der Erze in absoluten Werten durch Vergleich mit einem Standardpräparat ermittelt. Die Resultate ihrer Beobachtungen hat sie in einer Tabelle zusammengefaßt, der wir folgende Daten entnehmen:

	Radiumgehalt in Prozenten	Urangehalt in Prozenten	$\frac{Ra}{Ur} \cdot 10^{-7}$
Pechblende aus Joachimsthal	$1{,}48 \cdot 10^{-5}$	46,11	3,21
„ „ Norwegen I	$2{,}05 \cdot 10^{-5}$	58,90	3,48
„ „ Norwegen II	$0{,}17 \cdot 10^{-5}$	4,67	3,64
„ „ Cornwall .	$1{,}07 \cdot 10^{-5}$	28,70	3,74
Kleveit aus Norwegen . .	$1{,}81 \cdot 10^{-5}$	54,90	3,32
Bröggerit aus Norwegen . .	$2{,}10 \cdot 10^{-5}$	63,89	3,29

Die Methode, nach welcher Mlle. Gleditsch ihre Radiumbestimmungen vornimmt, weicht von derjenigen der anderen Autoren wesentlich ab. Boltwood verfuhr so, daß er eine kleine Menge des Erzes in Salpetersäure löste und die entwickelte Emanation sammelte, deren Wirkung in bekannter Weise am Elektroskop gemessen wurde. Dabei mußte er für die von dem gepulverten Erz freiwillig abgegebene Emanation eine Korrektur in Rechnung ziehen. Strutt zog es vor, das Erz zu lösen, die Emanation auszutreiben und dann die in 24 Stunden nachgebildete Emanation zu messen. Diesem Verfahren sind Marckwald und Russell im wesentlichen gefolgt. Mlle. Gleditsch schlägt ein weit komplizierteres Verfahren ein. Sie scheidet aus der Lösung von 50—100 g Erz das Radium nach Zusatz von Bariumlösung durch Fällung mit Schwefelsäure ab. Die Operation wird zur Sicherung gegen Verluste wiederholt, die vereinigten Sulfate in lösliche Chloride

1) Radio-activity 1904.
2) Phil. Mag. (6) **9**, 599, 1905.
3) Proc. Roy. Soc. London **76**, 88, 1905.
4) Compt. Rend. **148**, 1451; **149**, 267, 1909.
5) Phil. Mag. (6) **20**, 345, 1910; **21**, 652, 1911.
6) Nature, 25. Aug. 1910; Ber. d. D. Chem. Ges. **44**, 771, 1911; Jahrb. d. Rad. u. Elektron. **8**, 457, 1911.

1) Le Radium **8**, 256, 1911.

umgewandelt und ein aliquoter Teil der Lösung in üblicher Weise durch Austreiben der Emanation gemessen.

Wir halten dieses Verfahren zur Erzielung exakter Beobachtungsresultate nicht für geeignet. Um die theoretisch wichtige Frage, ob das Verhältnis von Radium zu Uran in den Pechblenden konstant ist, möglichst einwandfrei zu entscheiden, haben wir eine ausgedehnte Untersuchung über diesen Gegenstand unternommen, zu deren Durchführung uns die Mittel seitens der Königl. Preuß. Akademie der Wissenschaften in sehr dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt wurden. Wir sind dabei zu Ergebnissen gelangt, die zu denjenigen der Mlle. Gleditsch im schroffen Gegensatz stehen. Diese widersprechenden Resultate lassen es notwendig erscheinen, unsere Beobachtungen mit allen Einzelheiten zu veröffentlichen. Wir müssen uns daher an dieser Stelle mit einer vorläufigen Mitteilung begnügen und verweisen auf eine ausführliche Abhandlung, die in einiger Zeit im Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik erscheinen soll.

Die Versuchsanordnung war völlig der von Marckwald und Russell[1]) beschriebenen nachgebildet, 50—100 mg Erz wurden in geeigneter Weise gelöst, die Emanation ausgetrieben und die Lösung 1—3 Tage stehen gelassen. Die in dieser Zeit gebildete Emanation wurde in einen Ionisierungsraum übergeführt, ihre Wirkung an einem Elster-Geitelschen Elektroskop gemessen und der gemessene Abfall in Volt auf die Gleichgewichtsmenge umgerechnet. Als Halbierungskonstante der Emanation wurde der Wert 3,85 angenommen. Von jedem der zur Untersuchung verwandten 10 Erze wurde nach feinem Pulvern eines größeren Quantums der Urangehalt durch 2—3 Analysen ermittelt, aus deren Ergebnis das Mittel in Rechnung gestellt wurde. Die Emanationsmessungen wurden nicht nur mit einer und derselben Probe eines jeden Erzpulvers mehrmals wiederholt, sondern es wurden von einem jeden Erzpulver 2—3 Proben für die Emanationsmessung entnommen. Aus dem Ergebnis dieser Messungen wurde gleichfalls das Mittel in die Rechnung eingesetzt.

Zur Ermittlung des absoluten Radiumgehalts der Erze wurden die so ermittelten Wirkungswerte ihrer Lösungen mit mehreren frisch bereiteten Radiumchloridlösungen verglichen, die unter Beobachtung größter Vorsicht aus einem Salz hergestellt waren, dessen Radiumgehalt durch direkten Vergleich mit dem in Wien aufbewahrten internationalen Standard bestimmt worden war. Wir sind Herrn Prof. St. Meyer für seine freundliche Hilfe bei der Eichung unseres Präparats zu bestem Danke verpflichtet. Aus diesem Salz wurde eine Lösung hergestellt, die auf dreierlei Weisen bis zu einer geeigneten Konzentration verdünnt wurde. Mit jeder dieser Lösungen wurden in der gleichen Weise und mit dem gleichen Apparat, wie es bei den Lösungen der Erze geschah, die Emanationsmessungen vorgenommen. Auch hier wurde der Mittelwert der Beobachtungen in Rechnung gestellt.

Die schließlich so gewonnenen Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Bezeichnung des Erzes	Urangehalt in Proz.	$\frac{Ra}{Ur} \cdot 10^7$
1. Pechblende aus Ostafrika .	71,20	3,325
2. „ „ Norwegen I	66,55	3,328
3. „ „ Norwegen II	64,39	3,328
4. „ „ Joachimsthal	63,52	3,341
5. „ „ Marienberg .	41,46	3,331
6. „ „ Freiberg . .	23,74	3,339
7. „ „ Pribram . .	44,53	3,323
8. „ „ Colorado .	59,95	3,328
9. „ „ Cornwall .	9,01	3,320
10. Bröggerit aus Norwegen . .	65,80	3,323
	Mittel:	3,329

Aus der Zusammenstellung ergibt sich, daß die Werte für das Verhältnis von Radium zu Uran vom Mittel im Höchstfalle um weniger als 0,4 Proz. differieren. Damit kann die völlige Konstanz dieses Verhältnisses wohl als erwiesen gelten.

Um aber die Frage auch noch auf einem von dem im vorstehenden beschriebenen völlig unabhängigen Wege zu prüfen, haben wir diejenigen der in der oben verzeichneten Tabelle aufgeführten Erze, die uns in genügender Menge und Reinheit zur Verfügung standen, auch noch hinsichtlich ihres γ-Strahlungsvermögens verglichen. Da dieses dem Radiumgehalt bei thoriumfreien Erzen — der Bröggerit schied also wegen seines erheblichen Thoriumgehalts für diese Versuche aus — direkt proportional ist[1]), so mußte sich die γ-Strahlung auch dem Urangehalt proportional erweisen. Um uns von jeder Korrektur für die Absorption der Strahlung durch das Erz selbst unabhängig zu machen, verwandten wir stets annähernd gleiche Mengen der Erze und verglichen ihre Wirkung an einem Wulfschen Elektrometer, indem wir willkürlich die afrikanische Pechblende als Standard wählten. Da die Messungen an verschiedenen Tagen, also bei wechselnder Temperatur und Luftdruck, vorgenommen wurden, wurde der Standard bei jeder Messung zum Vergleich herangezogen. Jede Vergleichsmessung

1) A. a. O.

1) Vgl. Eve, Phil. Mag. (6) **11**, 586, 1906.

wurde 2—3 mal an verschiedenen Tagen wiederholt und von dem Ergebnis der Durchschnitt in Rechnung gestellt. Aus den oben angedeuteten Gründen konnten nur sechs von den zehn oben genannten Erzen für die Untersuchung herangezogen werden. In der folgenden Tabelle ist das γ-Strahlungsvermögen, das der Gewichtseinheit des im Erze enthaltenen Urans entspricht, in willkürlichem Maßstabe aufgeführt, wobei das Strahlungsvermögen des Standards gleich 100 gesetzt wurde.

1.	Pechblende aus Ostafrika	100,0
2.	„ „ Norwegen I	99,6
4.	„ „ Joachimstal	99,8
5.	„ „ Marienberg	100,0
7.	„ „ Pribram	100,0
8.	„ „ Colorado	100,0

Wie man sieht, ist auch hier die Übereinstimmung überzeugend nachgewiesen. Wenn somit in den Pechblenden das Verhältnis von Radium zu Uran völlig konstant ist, so bieten diese Erze einen natürlichen Standard, der für gewisse Messungen jedem künstlich gewonnenen überlegen ist. Gegen die völlige Reinheit des internationalen Radiumstandards bestehen theoretische Bedenken. Der eine von uns[1]) hat diese kürzlich dargetan und auf die Möglichkeit hingewiesen, daß das Standardpräparat 1 Proz. Bariumsalz enthalte. Sollte das der Fall sein, so würde selbstverständlich der von uns für das Verhältnis $Ra : Ur$ gefundene Wert um 1 Proz. zu hoch gefunden sein, also statt rund $3{,}33 \cdot 10^{-7}$ rund $3{,}30 \cdot 10^{-7}$ betragen. Aber auch unabhängig von diesen Bedenken leuchtet es ein, daß es überaus mühsam ist, Emanationsmessungen auf den internationalen Standard zu beziehen, während jede gut analysierte Pechblende einen natürlichen Standard für Emanationsmessungen bietet. Dieser hätte ferner noch den Vorzug völliger Konstanz, wo hingegen sich ein Radiumstandardpräparat naturgemäß im Laufe eines Jahrzehnts durch Zerfall in merklichem Maße verändern muß.

Die internationale Radiumstandardkommission beabsichtigt den Emanationsmessungen die Curieeinheit zugrunde zu legen, die als diejenige Emanationsmenge definiert werden soll, die mit einem Gramm Radium im Gleichgewicht steht. In dieser Frage scheint indessen ein endgültiger Beschluß noch nicht gefaßt zu sein. Deswegen ist es wohl noch Zeit, mit einem anderen Vorschlage hervorzutreten. Dieser geht dahin, die mit einem Gramm Uran im Gleichgewicht befindliche Radiumemanation als Einheit zu wählen und als Curie zu bezeichnen. Dieser Vorschlag bietet auch noch einen zweiten, nicht ganz unerheblichen praktischen Vorteil. Die Curieeinheit nach dem älteren Vorschlage ist so groß gewählt, daß für die meisten praktischen Fälle — und das sind vor allem die Messungen natürlicher Quellen — die Messungsergebnisse in tausendmilliontel der Einheit anzugeben wären. Die von uns vorgeschlagene Einheit ist um das Dreimillionenfache niedriger, und es würde also ein kleines curie bzw. Millicurie in die Größenordnung der Macheeinheit fallen.

Berlin, Physikalisch-chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 6. Februar 1913.)

1) Diese Zeitschr. **13**, 732, 1912. Die dort ausgesprochenen Bedenken sind durch eine soeben erschienene Veröffentlichung von E. Haschek und O. Hoenigschmid (Sitz.-Ber. d. Wien. Akad. d. Wiss. **121**, IIa, Dezemb. 1912) allerdings in einem Punkte gemindert. Denn es ist Hoenigschmid inzwischen gelungen, Radiumbromid herzustellen, das keine Spur von Bariumlinien im Funkenspektrum zeigt. Die mit diesem Salz ausgeführten Atomgewichtsbestimmungen zeigten nur einen unerheblich höheren Wert, als ihn das Standardpräparat ergab. Ob freilich dadurch ein erheblicher Gehalt des Salzes an Bariumchlorid gänzlich ausgeschlossen ist, entzieht sich meiner Beurteilung; die Meinung der Fachleute scheint in dieser Frage geteilt zu sein.

Einspruch aber muß ich dagegen erheben, daß Hoenigschmid in einer anderen Abhandlung (dieselben Berichte **121**, IIa, November 1912) meine Veröffentlichung über diese Frage unrichtig zitiert und auf Grund dieser entstellten Wiedergabe dann abfällig kritisiert. Es ist mir nicht eingefallen, zu behaupten, daß das Standardpräparat etwa 1 Proz. Barium enthalten „müsse", ich habe vielmehr nur dargetan, daß die Reinheit des Standards nicht genügend gewährleistet sei, und daß gewisse Forderungen der Theorie erfüllt würden, wenn man die Annahme mache, daß ihm etwa 1 Proz. Bariumchlorid anhafte.

Die Ausführungen St. Meyers (diese Zeitschr. **14**, 124, 1913) sind nicht geeignet, die von mir angeführten theoretischen Bedenken zu beseitigen. Denn die Annahme, daß das Atomgewicht des Heliums um 5 Proz. zu hoch bestimmt sei, ist doch höchst unwahrscheinlich, und daß sie überhaupt diskutiert wird, bestätigt nur, daß die von mir aufgeworfene Frage der weiteren Klärung bedarf.

W. Marckwald.

Über einen einfachen Apparat zur absoluten Bestimmung des Gasreibungskoeffizienten und zur Demonstration des Maxwellschen Gesetzes[1]).

Von H. Piwnikiewicz.

Es ist in den letzten Jahren eine große Anzahl spezieller Arbeiten über die innere Gasreibung ausgeführt worden, und zwar die meisten nach der Transpirationsmethode. Bei der genauen Bestimmung im absoluten Maße sind aber ziemlich komplizierte Apparate angewandt

1) Den Apparat habe ich unlängst in der Zeitschrift „Wektor" (Warschau 1912, Novembernummer, S. 67) beschrieben. Ich habe mich seitdem überzeugt, daß man den Kolben als Gasbehälter entbehren kann.

worden; in den bekannten Lehrbüchern von Kohlrausch, Wiedemann und Ebert findet man aber keine Angaben über eine einfache Anordnung, die eine leichte Ausführung derartiger Messungen bei physikalisch-chemischen Versuchen und auch bei praktischen Übungen gestatten würde. Von besonderem Interesse ist auch die innere Gasreibung für die kinetische Gastheorie, da ja das Maxwellsche Gesetz die wichtigste experimentelle Tatsache dieser Theorie ausmacht; trotzdem aber finden wir in den Büchern von Frick-Lehmann[1]) und Weinhold[2]) keine Beschreibung von Demonstrationsapparaten, die eine direkte experimentelle Bestätigung des Gesetzes von der Unabhängigkeit der inneren Gasreibung vom Drucke gestatten würden. Allerdings wird der Kundtsche Flügelapparat beschrieben[3]), doch ist in diesem Falle der Versuch rein qualitativ, und er weist nur die Gasreibung im leeren Raume nach, nicht aber die Unabhängigkeit derselben vom Verdünnungsgrade. —

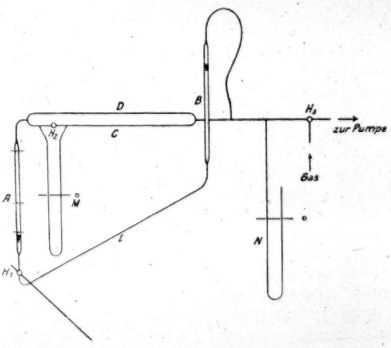
So schien es, daß ein einfacher Apparat zur genaueren und schnellen Bestimmung des Reibungskoeffizienten für das Laboratorium und für die Vorlesung vielleicht nützlich sein würde. Nach manchen Vorversuchen fand ich, daß ein solcher mit den einfachsten Mitteln angefertigt werden kann und daß man bei großer Einfachheit absolute Zahlenwerte erhält, die den besten Bestimmungen nur wenig nachstehen. Nachdem meine Messungen schon ausgeführt waren, wurde ich auf einen Apparat zur Transpiration der Gase aufmerksam gemacht, der von J. H. T. Roberts im Phil. Mag.[4]) vor kurzem beschrieben wurde. Wenn ich trotzdem hier die Beschreibung der von mir angewandten Vorrichtung gebe, so tue ich es folgender Vorzüge wegen: 1. dieselbe ist einfacher; 2. sie gestattet den Versuch beliebig oft mit derselben Gasmenge auszuführen, während bei dem Apparate von J. H. T. Roberts das Gas in die freie Atmosphäre geleitet wird; 3. sie ermöglicht das Arbeiten mit einer sehr kleinen Gasmenge: so werden von J. H. T. Roberts ca. 350 cm³ zur Transpiration angewandt, während meine Versuche mit 6 cm³ ausgeführt sind; 4. es ist mit meinem Apparat ein direkter objektiver Nachweis des Maxwellschen Gesetzes möglich.

Die Messungen stützen sich auf die bekannte Formel für die Gasströmung in Kapillarröhren, welche von O. E. Meyer zuerst aufgestellt worden ist[1]):

$$V_1 = t \cdot \pi \frac{p_1^2 - p_2^2}{2 p_1} \cdot \frac{R}{8 \eta l}\left(1 + \frac{4\zeta}{R}\right), \quad (1)$$

wo p_1 und V_1 den Druck an einem Ende der Röhre und das diesem Drucke entsprechende Gasvolumen bezeichnen, t ist die Transpirationszeit, p_2 der Druck am anderen Ende des Rohrs, R ist der Radius der Kapillarröhre, l ihre Länge, η der Reibungskoeffizient, ζ der sogenannte Gleitungskoeffizient.

Der Apparat besteht im Prinzip aus zwei kommunizierenden Gefäßen A und B (Figur),



welche oben mit Hilfe eines Kapillarrohrs C miteinander verbunden sind. Bei den Versuchen wird die Druckdifferenz konstant erhalten durch Nachregulieren des Hahns H_1, welcher den Eintritt des Quecksilbers in das Gefäß A absperrt.

Das Volumen V_1 ist durch zwei Marken (Feileneinschnitte) bestimmt.

Bezeichnet man die Druckdifferenz $p_1 - p_2$ durch p, so erhält man für die Formel (1) die folgende Form

$$V_1 = t \cdot \pi \cdot p \left(1 - \frac{p}{2 p_1}\right) \frac{R^4}{8 \eta l}\left(1 + 4\frac{\zeta}{R}\right), \quad (2)$$

oder, da die Glieder $\frac{p}{2p_1}$ und $4\frac{\zeta}{R}$ klein sind, so wird man sich im Übungspraktikum mit der Formel, welche dem Poiseuilleschen Gesetze für Flüssigkeiten analog ist:

$$V = t \cdot \pi \cdot p \cdot \frac{R^4}{8 \eta l} \quad (3)$$

begnügen. Der Gleitungskoeffizient kann im allgemeinen der freien Weglänge gleich gemacht

1) Frick-Lehmann, Physikalische Technik, 7. Auflage, 1905.

2) Weinhold, Physikalische Demonstrationen, 4. Auflage, 1905.

3) Frick-Lehmann, Physikalische Technik, 1905, I. Band, 2. Abteilung, S. 1450.

4) Joseph H. T. Roberts, On a method of investigating the transpiration of gases through tubes. Phil. Mag. (6) **23**, 250, 1912.

1) O. E. Meyer, Über die Reibung der Gase. Pogg. Ann. **127**, 253, 1866.

werden[1]), also für Luft etwa 0,0001 mm. Bei meinen Messungen war der Radius der Röhre ungefähr 0,2 mm gleich. Die Gleitungskorrektion beträgt also (bei Atmosphärendruck) nicht mehr als $^1/_5$ Proz.

Wichtiger ist das Glied $\frac{p}{2p_1}$, besonders bei der unmittelbaren Prüfung des Maxwellschen Gesetzes, weil dann der Druck p_1 klein genommen wird (siehe unten). Bei Messungen unter Atmosphärendruck betrug diese Korrektion etwas weniger als 1 Proz., und sie wurde von mir stets berücksichtigt.

Es mögen nun einige Einzelheiten über die experimentelle Anordnung mitgeteilt werden. Die Gefäße A und B waren zwei Glasröhren von etwa 25 cm Länge und 7 mm im Durchmesser. Die Gefäße kommunizieren unten durch ein Glasrohr l von ca. 40 cm Länge. Alle Verbindungen zwischen den Glasröhren wurden mittels dickwandigen Kautschukschlauchs ausgeführt. Das Manometer M besteht aus einer U-Röhre, deren Schenkel einander genähert sind; die Druckdifferenz wird an einer Skala aus Millimeterpapier (verifiziert) abgelesen; als Manometerflüssigkeit wurde Petroleum angewandt. Das Quecksilbermanometer N wird bei der Demonstration des Maxwellschen Gesetzes angewandt; an ihm wird der im Apparat herrschende Druck abgelesen. Der Dreiweghahn H_3 erlaubt, den Apparat mit der Luftpumpe und der Gasquelle zu verbinden. Einen sehr wichtigen Teil des Apparats bildet der Hahn H_1; zur Feinregulierung habe ich an einen gewöhnlichen Glashahn einen längeren Holzarm befestigt, der die Feinregulierung in sehr bequemer und genauer Weise auszuführen gestattet.

Beim Wiederholen des Versuchs treibt man das Gas aus dem Gefäß B ins Gefäß A zurück. Um dies momentan ausführen zu können, habe ich parallel zur Kapillare D ein zweites breites Glasrohr angebracht, das während der eigentlichen Messung durch den Hahn H_2 geschlossen war. Bei Rückströmung des Gases wird dieser Hahn geöffnet.

Der Radius der Glaskapillare wurde durch Auswägen von Quecksilber bestimmt; ebenso durch Wägung von Quecksilber habe ich das Volumen V_1 des transpirierten Gases bestimmt. Die Dichte des Petroleums habe ich mit dem Pyknometer bestimmt.

Ich füge im folgenden die von mir mit diesem Apparate erhaltenen Resultate bei.

A. Bestimmung des Reibungskoeffizienten in absolutem Maße.

Die Gase wurden durch H_2SO_4 und P_2O_5 getrocknet. Das transpirierte Gasvolumen betrug 6,03 cm³; Länge der Glaskapillare 36,55 cm; ihr Radius 0,01772 cm. In folgender Tabelle bedeutet h die Druckdifferenz in Zentimeter der Petroleumsäule, t die Strömungszeit.

I. Luft; Temperatur 17° C			II. Kohlensäure; Temperatur 16° C			III. Wasserstoff; Temperatur 15° C		
h	t	η	h	t	η	h	t	η
13 cm	98 sec	0,0001807	12 cm	84,9 sec	0,0001446	11,1cm	56,8 sec	0,0000895
12	106	1804	14,05	73,4	1462	10,9	57,8	894
14	91	1806	13,0	79,2	1460	11,9	52,8	891
durchschnittlich $\eta_{17} = 0{,}0001806$					$\eta_{16} = 0{,}0001456$			$\eta_{17} = 0{,}0000893$

Bei den Messungen im Wasserstoff muß der Apparat mehrmals nachgefüllt werden, da geringe Beimischungen anderer Gase einen großen Einfluß auf den Wert des Reibungskoeffizienten ausüben. Wie man aus den obigen Tabellen sieht, ist die Übereinstimmung zwischen den einzelnen Werten sehr gut; die hier erhaltenen Werte sind fast identisch mit denen, die man in neuerer Zeit mit der Transpirationsmethode erhalten hat. So werden in den Tabellen von Kaye und Laby[2]) folgende Werte für die Reibungskoeffizienten von Luft, Kohlensäure und Wasserstoff angegeben: 0,000181; 0,000146 und 0,000089. (Bei 15° C.)

B. Unmittelbare Bestätigung und Demonstration des Maxwellschen Gesetzes.

Der Apparat bleibt unverändert. Anstatt der Stoppuhr wird ein Metronom benutzt. Das transpirierte Luftvolumen beträgt etwa $^2/_3$ des früheren Gasvolumens (man macht einen neuen Einschnitt auf dem Glase des Gasbehälters A). Damit wird einerseits die Versuchszeit verkürzt, andererseits gibt die Verkleinerung des transpi-

1) O. E. Meyer, Kinetische Theorie der Gase, 2. Auflage, S. 212.

2) Kaye and Laby, Physical and chemical constants, S. 31. London, Longmans, Green & Co. 1911. Diese Werte sind nach den Messungen von Breitenbach (Wied. Ann. **67**, 803, 1899) und Markowski (Ann. d. Phys. **14**, 742, 1904) angegeben. In den Originalarbeiten finden wir für Luft: $\eta_{15,9} = 1814 \times 10^{-7}$ (Markowski), für Kohlensäure: $\eta_{15} = 1464 \times 10^{-7}$ (Breitenbach) und für Wasserstoff: $\eta_{15} = 912 \times 10^{-7}$ (Breitenbach) und $\eta_{14,5} = 877 \times 10^{-7}$ (Markowski). Die Divergenz in den letzten Zahlen beruht ersichtlich auf Verunreinigungen und Diffusion des Wasserstoffs.

ierten Gasvolumens die Möglichkeit, die günstige Druckdifferenz bei einer genügenden Gaskompression zu erzielen. Wird Petroleum als Manometerflüssigkeit angewandt, so ist es nicht ratsam, die Verdünnung weiter als zu etwa $^1/_3$ Atmosphäre zu treiben, da dann von ihm schädliche Dämpfe abgegeben werden. Jedenfalls läßt sich mit dem unveränderten Apparat das Grundgesetz der Gasreibung völlig überzeugend nachweisen, wie es aus folgender Tabelle ersichtlich wird, wo sich die berechneten Werte aus der Formel (2) ergeben.

Druck im Apparat P	Transpirationszeit	
	gefunden	berechnet
74 cm Hg	52,7 sec	—
53	53,0	52,8 sec
41,8	52,8	52,9
28,1	53,2	53,1

Der Druck P wurde am Quecksilbermanometer N abgelesen. Das Auspumpen des Gases geschieht mit jeder Pumpe rasch, da das gesamte Gasvolumen doch sehr klein ist.

Es scheint, daß der hier beschriebene Apparat wegen seines kleinen Gasinhalts auch bei den Messungen in den seltenen Gasen zweckmäßig benutzt werden könnte. Bei einigen Veränderungen ließe sich wahrscheinlich das Gesamtvolumen noch bedeutend verkleinern. —

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn St. Landau, von dem ich zu diesen Versuchen angeregt worden bin, für seine Hilfe herzlich zu danken.

Warschau, Physikal. Kabinett der Techn. Schule von Wawelberg und Rotwand.

(Eingegangen 24. Dezember 1912.)

Zur Frage über den Dopplereffekt der Serienlinien des Sauerstoffs. (Antwort an Herrn Stark.)

Von H. Wilsar.

Die in Heft 3 (S. 102), 1913 dieser Zeitschrift veröffentlichte Arbeit von J. Stark: „Bogen- und Funkenlinien in den Kanalstrahlen“ besteht zum Teil aus einer Kritik einiger Nebenresultate meiner Dissertation: „Beobachtungen am Dopplereffekt der Kanalstrahlen“ (Würzburg, Febr. 1912)[1]. Ohne die übrigen interessanten Ausführungen des Herrn Stark zu berühren, möchte ich hier nur in Kürze auf diejenigen Punkte eingehen, die sich auf meine Arbeit beziehen.

In einer Tabelle (Dissert., S. 19, 20, 21) zähle ich alle Funkenlinien des Sauerstoffs auf, die ich in dem Gebiet von 5000 Å bis 3900 Å in den Kanalstrahlen gefunden habe.

Herr Stark meint, daß zwei von diesen 70 Linien, für die ich die Wellenlängen 3962 Å und 3945,3 Å gefunden habe und nach Kaysers Handbuch (Neovius) als *O*-Linien 3961 Å und 3945,3 Å bezeichnet habe, — die *Al*-Linien 3962 Å und 3944 Å sind, da er bei seinen Spektralaufnahmen die *Al*-Linien immer intensiv erhielt. — Nun hatte ich Vorsichtsmaßregeln getroffen, daß kein direktes Licht aus dem Entladungsraum auf den Spalt des Spektralapparats fiel: die Kathode war nicht aus Aluminium, sondern bestand aus einem 4 cm langen Eisenzylinder mit einer Bohrung von 4 mm ⌀, der nur auf der Vorderfront einen Aluminiumbelag hatte; der Strahl wurde nicht direkt axial, sondern unter einem Neigungswinkel anvisiert. Daß im Beobachtungsraum hinter der Kathode genügend *Al*-Dampf vorhanden war, um eine starke ruhende Intensität hervorzurufen, ist wohl kaum möglich anzunehmen. Trotzdem gebe ich zu, daß es vielleicht möglich war, daß Licht von dem vorderen Ende der Kathodenöffnung auf den Spalt gefallen war und das Auftreten der *Al*-Linien hervorgerufen hatte. — Auf dem weiter unten angeführten Diagramm, Fig. 5 (nach Platte 77), sieht man übrigens neben der Funkenlinie 3945,3 Å auch die *Al*-Linie 3944 Å schwach auftreten. — Im übrigen ist aber die Frage über die Zugehörigkeit dieser zwei Linien hier ganz belanglos und von gar keiner Bedeutung für die Resultate der Arbeit.

Der übrige Teil der Kritik des Herrn Stark beruht auf einem Mißverständnis. Herr Stark schreibt auf S. 104: „Dieser merkwürdige Unterschied (am Dopplereffekt) in dem Verhalten der Bogen- und Funkenlinien des Sauerstoffs ist die erste und noch dazu extreme Verwirklichung eines allgemeinen Unterschieds zwischen den zwei Linienarten, eines Unterschieds, der bei zahlreichen anderen Elementen wiederkehren dürfte. Es ist darum wichtig, daß das von mir beschriebene Verhalten gegen jeden Zweifel sichergestellt werde. Ein solcher Zweifel könnte durch die kürzlich veröffentlichte Dissertation des Herrn H. Wilsar wachgerufen werden; in ihr wird nämlich als ein Resultat der Arbeit bezeichnet: ‚Bei den Serienlinien des Sauerstoffs konnte ich (im Gegensatz zu J. Stark) keinen Dopplereffekt finden‘.“ — Nun, wenn ich den Dopplereffekt der Serienlinien nicht gefunden habe, kann ich auch nichts anderes behaupten, und daß ich zu dieser Behauptung berechtigt war, zeigen die hier beigefügten mit dem Hartmannschen Mikrophotometer ausphotometrierten Diagramme (Fig. 1, 2, 3, 4, 5) der Longitudinal-

1) Siehe auch Ann. d. Phys. **39**, 1251—1312, 1912.

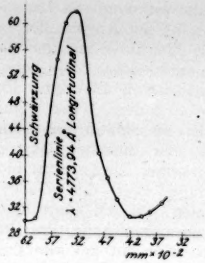


Fig. 1.

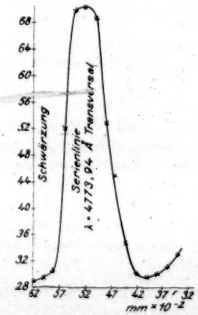


Fig. 2.

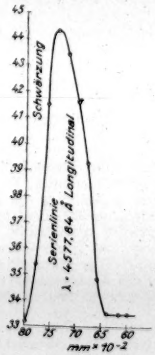


Fig. 3.

und Transversalaufnahmen einiger Serienlinien des Sauerstoffs. Der Vergleich der Longitudinal- und Transversalaufnahmen zeigt keinen Unterschied, der auf einen Dopplereffekt schließen ließe.

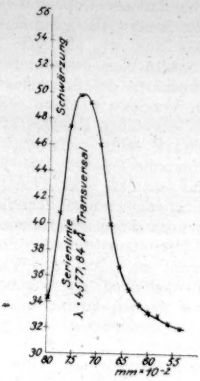


Fig. 4.

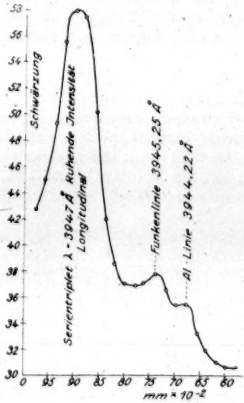


Fig. 5.

Die Transversalaufnahme zu Fig. 5 (λ = 3947 Å) konnte nicht ausphotometriert werden, da bei den Transversalaufnahmen des Pinsels vor der Kathode die *Al*-Linie 3944,22 Å immer so stark überexponiert war, daß sie den Zwischenraum zwischen λ = 3947 Å und 3944,22 Å verdunkelte.

Trotzdem behaupte ich auf Grund dieser

Resultate nicht, daß der Dopplereffekt bei den Serienlinien des Sauerstoffs fehlen muß, sondern schließe daraus nur, wie auf Seite 27 meiner Dissertation ausdrücklich bemerkt ist, daß die bewegten Intensitäten der Serienlinien sehr gering sind, im Vergleich zu ihren ruhenden Intensitäten. Zu demselben Resultat kommt aber auch Herr Stark selbst. Es liegt hier also kein Grund für eine Polemik vor. Ein zweites Mißverständnis ist, daß Herr Stark annimmt, ich hätte die Serienlinien nach denselben Platten ausgemessen, nach denen die Tabelle III (S. 19, 20, 21 der Dissertation) für die Funkenlinien zusammengestellt ist. Aus den Platten, auf denen die Funkenlinien gut photometrierbare Dopplereffekte zeigten, konnte man allerdings nichts über die Serienlinien aussagen, da bei $1^1/_2$- bis 2stündiger Exposition die Serienlinien selbst ziemlich schwach auf den Platten vorhanden waren. Deshalb wurden zur Untersuchung der Serienlinien spezielle Aufnahmen mit 12stündiger Exposition gemacht. (Auch das ist in der Dissertation auf S. 25 gesagt.) Damit entbehrt der Vergleich der Intensitäten der Starkschen Tabelle und meiner Funkenlinien-Tabelle jeglicher Basis.

Außerdem sei noch bemerkt, daß ein derartiger Vergleich der Intensitäten nach den relativen Schwärzungszahlen überhaupt unzulässig ist: ich habe nämlich (wie in der Tabelle angegeben ist und von Herrn Stark auch abgedruckt ist) die relativen Intensitäten nach den Schwärzungen angegeben, indem ich die stärkste auf der Platte vorkommende Linie = 10 gesetzt habe. Es sollte die Angabe der Intensitätszahl lediglich die Identifizierung und das Auffinden der Linien erleichtern. Mag nun Herr Stark die Intensitätszahlen für seine Linien ebenso oder auf eine andere Weise gefunden haben, jedenfalls ist ein Schluß aus seinen größeren Zahlen als die meinigen auf eine größere Schwärzung seiner Linien nicht möglich. —

Zur Frage über den Dopplereffekt der Stickstofflinien will ich hinzufügen, daß ich allerdings übersehen habe, daß W. Hermann den Dopplereffekt an der von ihm mit F bezeichneten Gruppe gefunden hatte, und danke Herrn Stark für den Hinweis. In der Annalenpublikation meiner Arbeit ist dieser Punkt schon richtig gestellt.

Was aber die Behauptung anbetrifft, daß meine Resultate infolge weniger günstiger Bedingungen hinsichtlich Intensität und Dispersion diejenigen von Hermann nicht erreichen, so liegt dazu kein Grund vor, besonders, da von Hermann keine ausphotometrierten Diagramme und nur die photographische Reproduktion einer einzigen Linie vorliegen. — Meine etwas geringere Dispersion reichte vollständig aus für die relativ großen Effekte der Stickstofflinien und die Schwärzungen gestatteten ein bequemes Ausphotometrieren mit dem Hartmannschen Mikrophotometer.

Würzburg, Physikalisches Institut, 24. Febr. 1913.

(Eingegangen 26. Februar 1913.)

BESPRECHUNGEN.

H. Lorenz, Neue Theorie und Berechnung der Kreiselräder. Wasser- und Dampfturbinen, Schleuderpumpen und -Gebläse, Turbokompressoren, Schraubengebläse und Schiffspropeller. 2., neubearbeitete und vermehrte Auflage. gr. 8. XII u. 240 S. mit 116 Abbildungen. München, R. Oldenbourg. 1911. Gebunden M. 11.—

Lorenz, der Verfasser einer großen Reihe wertvoller wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Mechanik, unternimmt es in diesem Werk, eine neue, von der herkömmlichen grundsätzlich verschiedene Auffassung über Strömungsvorgänge in Kreiselrädern zu deren Berechnung heranzuziehen. — Das Buch enthält, wie schon zuerst, im ganzen drei Abschnitte: Kapitel 1, Hydrodynamische Grundlagen; Kapitel 2, Die Radialräder; Kapitel 3, Die Axialräder.

Gegenüber der ersten Auflage hat das Buch wesentliche Erweiterungen erfahren. So ist im 1. Kapitel eine Untersuchung über wirbelfreie ebene Strömung hinzugekommen, die besonders für die Ausführung der Kreiselgehäuse wertvolle Anhaltspunkte liefert, und deren Resultate nach meiner Erfahrung auch recht gute Übereinstimmung mit der Wirklichkeit liefern. Der gleichfalls neue Abschnitt: „Allgemeine Theorie achsensymmetrischer Strömungen ohne Ringwirbel" ist u. a. wegen der darin behandelten, der Besselschen ähnlichen Differentialgleichung theoretisch interessant.

Im 2. Kapitel, das eingehend die technischen Fragen hydrodynamisch erledigt, sind neu bezw. vermehrt der Abschnitt Einführung der Wirbelkomponenten, die Untersuchungen über Lauf- und Leitradprofile, der Einfluß endlicher Schaufelzahl und ferner die Untersuchung über den Druckverlauf im Innern der Verbundräder, sowie der Abschnitt über neue Verwendungsgebiete der Kreiselräder.

Das 3. Kapitel bringt neu „Versuche mit Schiffspropellern".

Wie die erste, ist auch die zweite Auflage mit der ihrem Verfasser eigenen analytischen Eleganz geschrieben. So kann das erste Kapitel über die Grundlagen der Hydrodynamik schon wegen der darin behandelten Beispiele als eine gute Einführung in das nicht ganz leichte Gebiet der Hydrodynamik angesehen werden. Das Verlassen der zwar einfachen und übersichtlichen Stromfadentheorie und die Zuwendung zu den exakten hydro-

dynamischen Betrachtungen bei Behandlung der Kreiselräder ist theoretisch zweifellos als ein Fortschritt zu betrachten. Wie bekannt ist, wurde Lorenz wegen dieses Bestrebens von seiten der Praxis, und weil er, um das Problem theoretisch zu fassen, an Stelle der Schaufelwirkung eine Zwangsbeschleunigung einführte, von theoretischer Seite angegriffen. — Was das letztere anbelangt, ist hier zu bemerken, daß heute von der technischen Mechanik (vgl. z. B. Föppl, Bd. VI. Die wichtigsten Lehren der höheren Dynamik. S. 433) die Lorenzsche Kraftfeld-Substitution als theoretisch vollkommen einwandfrei und als ein wichtiger Fortschritt anerkannt wird.

Die Bedenken, die die Praxis der Lorenzschen Theorie gegenüber äußert, richten sich gegen die hydrodynamische Auffassung überhaupt. Freilich, es ist keine Frage, daß der heutige Stand der Hydrodynamik bei weitem noch keine genaue Darstellung der wirklichen Vorgänge im technischen Sinne zu geben vermag: Denn in der ziemlich willkürlich aufgestellten Skala: 1. reibungsfreie Potentialströmung und Wirbelbewegung; 2. Laminarbewegung mit Newtonscher Reibung und 3. turbulente Bewegung, ist die dritte, die technisch allein in Betracht kommende Stufe bis heute (und wohl für lange Zeit hinaus) theoretisch einfach nicht zu bewältigen.

In gerechter Beurteilung der Lorenzschen Leistung muß deshalb doch jedermann anerkennen, daß das, was heute auf streng mathematischer Grundlage auf dem Gebiet der Kreiselräder überhaupt geleistet werden kann, in der Tat durch das vorliegende Werk geleistet ist. — Was indessen auch bei der zweiten Auflage zu wünschen wäre, das ist, daß vom praktischen Standpunkt aus in noch weitgehenderem Maße kritisch auf den Unterschied des heute Erreichbaren und des in dem Buche angestrebten Zieles hingewiesen wird. Wird dies insbesondere durch textliche Einbettung einer Reihe von Erfahrungswerten geschehen, so kann sich auch ein jeder hydrodynamischen Untersuchung fremd gegenüberstehender Techniker in Zukunft nicht mehr den exakt-theoretischen Betrachtungen verschließen.

Wie das Lorenzsche Werk heute in seiner zweiten Auflage vorliegt, stellt es ein überaus lehrreiches Werk dar, das schon wegen seiner vollendeten mathematisch-mechanischen Untersuchungen dem Studium bestens empfohlen werden kann.

V. Blaess.

H. v. Helmholtz, Die Lehre von den Tonempfindungen. (Als physiologische Grundlage für die Theorie der Musik.) Sechste Auflage. Besorgt und mit einer Einleitung versehen von R. Wachsmuth. gr. 8. 668 S. mit dem Bildnis des Verfassers und 66 Abbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1912. M. 9.—, gebunden M. 10.50

Zum zweiten Male seit Helmholtz' Tode ist eine Neuausgabe seiner „Tonempfindungen" notwendig geworden. Es ist mit aufrichtigem Dank zu begrüßen, daß diese Neuausgabe ein fast unveränderter Abdruck der noch von Helmholtz selbst durchgesehenen 4. Ausgabe ist. Damit ist der physikalischen Literatur eins ihrer klassischen Werke in ursprünglicher Schönheit und Geschlossenheit erhalten geblieben. „Werke, die so tief, wie das vorliegende, in die Geschichte der Wissenschaft eingeschnitten und nach den verschiedensten Seiten hin epochemachend gewirkt haben, tragen in sich das Recht, als hehre historische Denkmale in ihrer ursprünglichen Form bewahrt zu werden." (R. Wachsmuth, Vorwort zur 5. Ausgabe.)

Die neueren Fortschritte sind insofern berücksichtigt, als in dem Vorwort eine Reihe von modernen Arbeiten resp. zusammenfassenden Darstellungen zitiert werden. Hierin eine passende Auswahl zu treffen, ist natürlich nicht leicht. Z. B. werden viele Physiker mit dem Ref. der Ansicht sein, daß vom Standpunkte der Resonanztheorie aus die wichtigste der von Helmholtz noch nicht erledigten Fragen aus dem Gebiete der Kombinationstöne die Frage nach ihrer Entstehungsart (Objektivität) ist. Von den zahlreichen neueren Arbeiten hierüber wird aber keine erwähnt, während eine andere — an sich ausgezeichnete — Arbeit über Kombinationstöne besonders genannt wird. Einige, zum Teil recht störende Druckfehler der früheren Ausgaben finden sich auch in der Neuausgabe wieder. So fehlt z. B. in der Formel für x_2 auf Seite 647 in den 4 letzten Termen der Faktor „b" und in dem 3. Term steht „u^2" statt „v^2".

Das Äußere des Buches hat gegen früher insofern eine Verbesserung erfahren, als der Druck größer und klarer ist; überhaupt ist die Ausstattung in jeder Beziehung tadellos.

E. Waetzmann.

Bureau des longitudes. Réception des signaux radiotélégraphiques transmis par la tour Eiffel. 1. pour donner l'heure (signaux horaires), 2. pour permettre de comparer avec une grande précision les pendules astronomiques ou les chronomètres placés en des points compris dans la zone d'action de la station radiotélégraphique de la tour Eiffel. gr. 8. 55 S. mit 21 Figuren. Paris, Gauthier-Villars. 1912. Fr. 1.75

Der erste Teil dieser Veröffentlichung gibt Anweisungen für den Bau und die Benutzung einfacher Einrichtungen zum Empfang der Zeitsignale, die von der Funkentelegraphenstation des Eiffelturms ausgegeben werden. Diese Anweisungen sind derart abgefaßt, daß sie auch ohne besondere Fachkenntnisse und Erfahrungen in der Funkentelegraphie benutzt werden können, z. B. von Seeoffizieren, Geodäten und anderen, für die genaue Zeitvergleiche von Bedeutung sind.

In dem zweiten Teile finden sich genaue Angaben über die von dem Eiffelturme ausgegebenen regelmäßigen Zeitsignale. Diese Zeitsignale sind für Seefahrer sehr wichtig. Sie gestatten den Vergleich eines Chronometers mit der Normalzeit auf etwa 0,2 Sekunden, im günstigsten Falle auf 0,1 Sekunden.

Da diese Genauigkeit für genaue Längenbestimmungen und astronomische Zwecke nicht ausreicht, gibt die Station des Eiffelturmes noch besondere Signale aus, über deren Art und Benutzung im dritten Teile der Schrift berichtet wird. Diese besonderen Signale sind sehr kurze rhythmische Wellenstöße, die nach Verabredung gegeben werden und den genauen Zeitvergleich nach der Methode der Koinzidenzen ermöglichen. Einigermaßen geübte Beobachter erreichen dabei eine Genauigkeit von 0,01 Sekunden. Neben allgemeinen Erläuterungen werden praktische Ratschläge über die beste Ausführung der Messungen gegeben.

Bemerkenswert ist noch die Mitteilung, daß auch die Station des Eiffelturmes beabsichtigt, zum Verfahren der tönenden Funken überzugehen, weil bei diesem der Empfang der Zeichen nicht so leicht durch atmosphärische oder andere Störungen beeinträchtigt werden kann. K. W. Wagner.

A. Kruckow, Die Selbstanschluß- und Wählereinrichtungen im Fernsprechbetriebe. (Telegraphen- und Fernsprech-Technik in Einzeldarstellungen No. X.) gr. 8. VIII u. 132 S. mit 125 Abbildungen im Text und auf 5 Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1911. M. 10.—, geb. M. 11.—

Dem Bestreben, die Menschenkraft durch die der Maschine zu ersetzen, verdanken auch die ganz oder zum Teil selbsttätigen Fernsprechämter ihre Entstehung. In den beiden letzten Jahrzehnten hat auf diesem Gebiete eine lebhafte Erfindertätigkeit eingesetzt, die, wenn sie auch noch keineswegs abgeschlossen ist, doch schon zur Festlegung gewisser Gesichtspunkte, Einrichtungen und Konstruktionen geführt hat. Der Verfasser, der den Gegenstand ausgezeichnet beherrscht, hat sich der verdienstvollen Aufgabe unterzogen, die Grundgedanken der verschiedenen Lösungen des Problems darzulegen, und einen Überblick über das bisher auf diesem Gebiete Erreichte zu geben. Die Darstellung, die durch zahlreiche vorzüglich ausgeführte Abbildungen unterstützt wird, ist von einer Klarheit und Frische, die bei dem spröden Stoffe alle Anerkennung verdient. Karl Willy Wagner.

Archiv für Elektrotechnik. 1. Bd., 1. u. 2. Heft. Herausgeber Dr. W. Rogowski. Berlin, Julius Springer. 1912.

Das Archiv für Elektrotechnik will für die wissenschaftliche Elektrotechnik etwa das sein, was die Annalen der Physik für die deutsche physikalische Forschung geworden sind, nämlich ein Sammelpunkt für solche wissenschaftlichen Untersuchungen, die sich wegen ihres Umfanges oder ihrer besonderen Art zur Veröffentlichung in den wöchentlich erscheinenden großen Fachblättern weniger eignen. Daß ein Bedürfnis nach einem solchen Organ bereits seit längerem bestanden hat und mit der Zeit immer fühlbarer geworden ist, hat wohl jeder, der in der Elektrotechnik wissenschaftlich tätig ist, lebhaft empfunden. Man kann daher den Herausgeber und den Verleger der neuen Zeitschrift zu ihrem Entschluß nur beglückwünschen. Die bisher erschienenen Hefte enthalten einige sehr schöne und wertvolle Abhandlungen, und wenn es dem Herausgeber gelingt, die Zeitschrift in diesem Geiste weiter zu führen, kann auch der Erfolg nicht ausbleiben.
K. W. Wagner.

Der Freiballon in Theorie und Praxis. Unter Mitwirkung von Major von Abercron, Oberleutnant z. S. Hans Adam, Professor Dr. Bamler, Professor Dr. Berson, Privatdozent Dr. v. d. Borne, Dr. Bröckelmann, Stabsarzt Dr. Flemming, Margarete Große, Oberleutnant Henke, Hauptmann v. Kleist, Hauptmann Lohmüller, Assessor Dr. Alex. Meyer, Oberleutnant Mickel, Rechtsanwalt Dr. Niemeyer, Prof. Dr. Joh. Poeschel, Kommerzienrat R. Riedinger herausgegeben von Adolf Mehl. 2 Bände. 8°. 1. Bd., 259 S., 2. Bd., 266 S. Mit einer Tafel, zahlreichen Abbildungen und Tabellen. Stuttgart, Franckhsche Verlagshandlung. Gebunden 9.60

Die Art der Darstellung ist geeignet, auch den Laien in Naturwissenschaften in die notwendigen Kenntnisse, die jeder Ballonfahrer haben muß, in fesselnder Weise einzuführen. Die Ausstattung des Werkes mit Abbildungen ist vorzüglich. Der 1. Band ist den allgemeinen in Betracht kommenden Kapiteln gewidmet, der 2. Band beschäftigt sich besonders mit dem, was im Führerexamen an praktischen und theoretischen Kenntnissen verlangt wird. So enthält er auch einen Abschnitt: Fragen und Antworten aus allen Gebieten des Ballonsports für das Führerexamen. Das Werk kann jedem, der sich sportlich wie auch wissenschaftlich mit Ballonfahren beschäftigt, angelegentlich empfohlen werden. M. Reinganum.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Wilhelm Westphal für Physik, an der Universität Krakau Dr. Alfred Rosenblatt für Mathematik, an der Universität Königsberg Dr. Adolf Sonn für Chemie, an der Universität München Dr. Benno Bleyer für pharmazeutische und angewandte Chemie, an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Georg Grube für Elektrochemie und physikalische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent für theoretische Physik an der Universität Zürich Dr. Fr. Rusch zum ord. Professor für Mathematik und Physik an der Universität Tientsin, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Hans Mohrmann zum etatmäßigen Professor der Mathematik und Mechanik an der Bergakademie Klausthal, Dr. Nörlund zum Professor der Mathematik an der Universität Lund, der Lecturer für theoretische Physik an der Universität Glasgow Dr. Alex. D. Ross zum Professor der Mathematik an der Universität von Westaustralien, Dr. L. A. H. Warren zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Winnipeg, Dr. A. Whitehead zum Dozenten für Geometrie am University College zu London, der a. o. Professor an der Universität Bonn Dr. Felix Hausdorff zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Greifswald, der Privatdozent an der Universität Greifswald Dr. Fritz Eisenlohr zum a. o. Professor für Chemie an der Universität Königsberg, der Privatdozent an der Deutschen technischen Hochschule Brünn Dr. B. Max Margosches zum a. o. Professor für chemische Technologie an derselben Hochschule.

Verliehen: Dem ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Martin Disteli, dem ord. Professor der technischen Mechanik an derselben Hochschule Dr. Karl Heun, sowie dem ord. Professor der Mathematik an der Universität München Dr. Alfred Pringsheim der Titel Geh. Hofrat.

Gestorben: Der Professor der Chemie an der University of Maine in Orono Alfred Bellamy Aubert (am 12. November), Pater Joh. Blessing O. B. in Beuron (bekannt durch seine Arbeiten über Glockenkunde (am 24. Februar), der Professor für höhere Analysis an der Universität Catania Dr. Giuseppe Lauricella (am 9. Januar), der Professor für Mathematik und Astronomie an der Vanderbilt University in Nashville Dr. William J. Vaughn (am 16. Dezember).

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Fig. 1. $\lambda = 5769$.

Fig. 2. $\lambda = 5790$.

Fig. 3. $\lambda = 5461$.

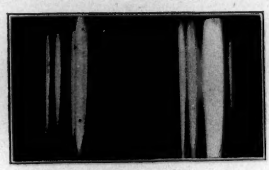
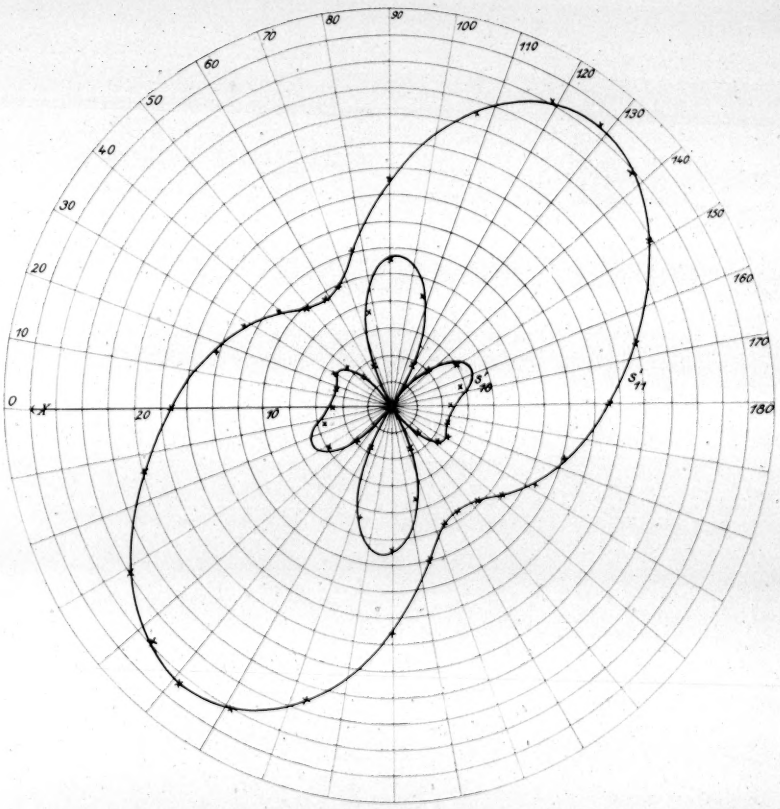


Fig. 4. $\lambda = 4358$.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY



Th. Reimers, Über sekundäre Drillung bei primär gebogenen Zylindern aus kristallinischer Substanz.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.